

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS
Departamento de Física de la Tierra, Astronomía y
Astrofísica II



DEFINICIÓN Y APLICACIÓN DE UNA FUNCIÓN
FRONTOGENÉTICA GENERALIZADA SOBRE LA
PENÍNSULA IBÉRICA

MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR
PRESENTADA POR

María Yolanda Luna Rico

Bajo la dirección del doctor

Francisco Valero Rodríguez,

Madrid, 2002

TESIS DOCTORAL



DEFINICION Y APLICACION DE UNA FUNCION FRONTOGENETICA GENERALIZADA SOBRE LA PENINSULA IBERICA

Presentada en la

FACULTAD DE CC. FISICAS

de la

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

para la obtención del

GRADO DE DOCTOR EN CC. FISICAS

por

MARIA YOLANDA LUNA RICO

DIRECTOR: FRANCISCO VALERO RODRIGUEZ

Madrid, 1994

**DEFINICION Y APLICACION DE UNA
FUNCION FRONTOGENETICA
GENERALIZADA SOBRE LA PENINSULA
IBERICA**

*Memoria que para optar al grado de
Doctor en CC. Físicas presenta la
licenciada en CC. Físicas*

MARIA YOLANDA LUNA RICO

Madrid, Diciembre 1994

Quiero expresar mi gratitud

Al Dr.D. Francisco Valero Rodriguez, por la dirección de esta Tesis y por tanto tiempo y esfuerzo como le ha dedicado. Su capacidad científica y grandes cualidades humanas me han permitido sentirme asesorada y respaldada inspirándome la confianza necesaria para poder concluir este trabajo.

A mis compañeros y amigos de "El Palomar II". En especial, a Petri, Juan Antonio y Javier por su constante apoyo y su amistad maravillosa. También quisiera expresar mi gratitud a todos los que con su gran cariño y amistad me han apoyado en la realización de este trabajo, especialmente a M. Carmen.

Hago extensivo mi agradecimiento al Departamento de Física de la Tierra, Astronomía y Astrofísica II por las facilidades prestadas en la realización de esta Memoria.

Al Instituto Nacional de Meteorología por las facilidades dadas en la cesión de datos que han permitido culminar esta memoria de investigación.

También he de agradecer al Ministerio de Educación y Ciencia la concesión de la Beca de Formación de Personal Investigador sin la que nada de esto habría sido posible.

A mis padres

INDICE

Capítulo I: INTRODUCCION	1
---------------------------------------	----------

Capítulo II: FUNCION FRONTOGENETICA

II.1. Discontinuidad del gradiente de temperatura:	
Frente	12
II.2. Cinemática y termodinámica de la	
frontogénesis	17
II.3. Teoría cuasigeostrófica de la	
frontogénesis	25
II.4. Variables conservativas de las masas	
de aire	31
II.5. Función frontogenética cuasigeostrófica	
generalizada	38

Capítulo III: ESTRUCTURAS ATMOSFERICAS DE LOS PROCESOS FRONTALES

III.1. Tipos de frentes	48
III.2. Parámetros característicos	58
III.3. Diagrama de variables conservativas	67

Capítulo IV: ANALISIS METEOROLOGICO DE MODOS DE FUNCION
FRONTOGENETICA GENERALIZADA

IV.1. Area de estudio	75
IV.2. Análisis del campo $\Delta\mathcal{F}$	
IV.2.1. Metodología	80
IV.2.2. Identificación de situaciones frontogenéticas	86
 Capítulo V: RESUMEN Y CONCLUSIONES	 163
 Capítulo VI: BIBLIOGRAFIA	 171

CAPITULO I

INTRODUCCION

I.1. INTERES DEL TEMA DE INVESTIGACION

El análisis de la estructura y el comportamiento de las perturbaciones extratropicales se inició en el siglo pasado. FitzRoy (1863) ya indicaba que los ciclones se forman en una zona de interacción entre masas de aire de origen polar o subtropical y, por tanto, con características claramente diferenciadas. La contribución de FitzRoy no tuvo gran influencia debido, fundamentalmente, a la escasez de observaciones de determinadas magnitudes, algunas de gran importancia para explicar el tiempo diario. A pesar de ello, algunos investigadores señalaron ya la importancia de la cizalladura vertical del viento y de los contrastes de temperatura en el desarrollo de los ciclones y fenomenología asociada (Helmholtz, 1888; Bigelow, 1904). El aspecto común, resultante de la observación y la representación en los mapas, era la manifestación de intensos gradientes térmicos e intensos vientos en angostas zonas de la atmósfera.

Margules (1906) demostró que en un sistema en rotación pueden coexistir masas de aire con distinta temperatura en equilibrio. Bjerknes (1919) describió detalladamente este fenómeno utilizando datos de observatorios en superficie. A estas zonas de discontinuidad las denominó *frentes*. La correcta determinación y predicción del tiempo atmosférico

precisa de un conocimiento exacto de la posición y del movimiento de éstos, de los procesos físicos que los producen y de la fenomenología a que dan lugar.

Bergeron (1928) estudió las condiciones cinemáticas necesarias para la formación de un frente e introdujo el término *frontogénesis* para designar procesos que favorecen la creación o intensificación de los frentes. La estructura de las zonas frontales no pudo investigarse adecuadamente hasta que se obtuvieron datos aerológicos. A partir de estos datos, Bjerknes (1932) y Bjerknes y Palmén (1937) identificaron zonas frontales en diversos niveles de la troposfera. El estudio teórico abordado por Petterssen (1936) permitió establecer que la frontogénesis se ve favorecida en la proximidad del eje de dilatación de un campo de deformación pura. Este mismo autor ya definió una cantidad escalar que cuantifica la intensidad del proceso frontogenético y que denominó *función frontogenética*. Esta función se define como la derivada sustancial del módulo del gradiente de temperatura potencial sobre una superficie isobárica.

Los avances más importantes en el conocimiento de los procesos frontogenéticos se obtuvieron a través de la aproximación semigeostrófica (Eliassen, 1959; Hoskins, 1971;

Hoskins y Bretherton, 1972). Sin embargo, Keyser y Pecnick (1985) y Reeder y Keyser (1988) demostraron que si bien la aproximación semigeostrófica ofrece una descripción más detallada de las circulaciones frontales, la teoría cuasigeostrófica las describe de forma adecuada y bastante precisa sin complicar excesivamente los desarrollos matemáticos. Aquella aproximación conlleva cálculos excesivos para la determinación de la función frontogenética sin aportar una mejora sustancial en la evolución de dicha función. Por esta última razón, en esta Memoria hemos decidido adoptar la teoría cuasigeostrófica. En esta teoría, la función frontogenética se define como el producto del vector Q (Hoskins et al., 1978) y el gradiente de temperatura potencial del aire seco. Esta función viene a cuantificar los procesos cuasigeostróficos (relacionados con el vector Q) que actúan sobre los gradientes térmicos y, por tanto, sobre la frontogénesis. Como en la teoría cuasigeostrófica se asume la hipótesis adiabática, los efectos diatérmicos por intercambios de calor latente no son considerados en los estudios frontogenéticos. Sin embargo, esto no quiere decir que los procesos diatérmicos sean siempre de poca importancia; bajo determinadas situaciones o estados de la atmósfera, los procesos diatérmicos juegan un papel vital llegando a modificar, por sí solos, la estructura dinámica y termodinámica de los sistemas

frontales (Emanuel, 1985; Bosart, 1988b; Xu, 1989). En este sentido, Ross y Orlanski (1978), Williams et al. (1981) y Hsie y Anthes (1984) opinan que el calentamiento producido por liberación de calor latente en los procesos de condensación puede aumentar la intensidad de los procesos frontogenéticos. Asimismo, Ryan et al. (1989) postulan que el enfriamiento evaporativo también contribuye a la intensificación de la frontogénesis. No obstante, todos estos trabajos no consideran los cambios de fase asociados a la fase sólida del agua. En este sentido, el trabajo desarrollado en esta memoria reside esencialmente en la definición de la función frontogenética cuasigeostrófica incluyendo todos los cambios de fase del agua, es decir, generalizando desde un punto de vista termodinámico la función frontogenética cuasigeostrófica de manera que considere todos los estados de agregación del agua.

I.2. OBJETIVOS Y PLAN DE TRABAJO

OBJETIVOS

El objetivo principal tal como hemos mencionado en el párrafo anterior consiste en la generalización de la función frontogenética cuasigeostrófica. Este objetivo requiere, a su vez, cumplimentar otros objetivos parciales, aunque no menos importantes, en el trabajo de la memoria. La función frontogenética generalizada exige una validación empírica en escenarios reales de la atmósfera. Una de las exigencias del método científico es su objetividad y, por tanto, la validación exige la cumplimentación de esta condición. Otro de los objetivos es recomendar las situaciones atmosféricas donde debe utilizarse la función frontogenética generalizada frente a la tradicional para un diagnóstico más completo de la estructura de los estados atmosféricos asociados a la frontogénesis.

PLAN DE TRABAJO

El trabajo desarrollado en esta memoria se puede desglosar en las siguientes etapas con los siguientes contenidos:

1. Descripción teórica de la función frontogenética cuasigeostrófica. Esta función es la que se utiliza habitualmente bajo la hipótesis de cuasigeostrofismo para la descripción de los procesos frontales.

2. Definición de una función frontogenética generalizada desde un punto de vista termodinámico incluyendo todos los cambios de fase del agua. Esta función, a priori, pensamos que tiene que mejorar las estimaciones de frontogénesis en estados atmosféricos asociados a convección profunda. Estas fases del trabajo son las que se desarrollan en el Capítulo II.

3. Caracterización de la estructura atmosférica para análisis y diagnóstico de procesos frontales. En el Capítulo III se introducen parámetros como la energía potencial convectiva disponible, la cizalladura vertical del viento y el número de Richardson global utilizados como parámetros idóneos para caracterizar numéricamente la intensidad de la convección y el diagrama de variables conservativas para ayudar al diagnóstico del estado termodinámico y del contenido acuoso de la atmósfera.

4. Selección objetiva y análisis de situaciones atmosféricas reales donde la función frontogenética

propuesta debe ser considerada por ser significantes los cambios de fase del agua. Esta etapa se cubre en el Capítulo IV.

CAPITULO II

FUNCION FRONTOGENETICA

La estructura térmica y el campo de movimientos a escala sinóptica no suelen presentar uniformidad en la atmósfera debido a que existe, entre otros factores, calentamiento diferencial entre distintas partes de la Tierra. Cuando las diferencias térmicas entre las masas de aire polar y ecuatorial se acentúan, comienza a desarrollarse fuerte cizalladura vertical. El flujo en estas condiciones será baroclínicamente inestable formándose áreas cerradas con circulaciones ciclónicas y anticiclónicas que se encargan de transportar aire frío hacia el ecuador y aire cálido hacia las zonas polares. Las masas de aire tienen características tan diferentes que se comportan como dos fluidos no miscibles, formándose una zona de separación entre ellas caracterizada por fuerte gradiente de temperatura e intensos vientos.

Los intensos gradientes térmicos a menudo están confinados en zonas relativamente estrechas denominadas frentes. Más concretamente, un frente se define como una zona alargada caracterizada por un fuerte gradiente horizontal de temperatura (superior al valor típico de 10 K/100 Km a escala sinóptica) y estabilidad estática relativamente alta (Godson, 1951; Palmén y Newton, 1969). Por entenderse como una zona de separación entre dos masas de aire de características marcadamente diferenciadas, un

frente puede definirse en función de la densidad o de la humedad, además de otras variables como la temperatura potencial. Resulta, pues, de gran interés conocer las características de las zonas frontales y ofrecer una explicación de su existencia.

Este capítulo tratará de desarrollar y definir la función frontogenética generalizada por analogía a la función frontogenética clásica. En primer lugar, se realiza una síntesis de esta última función definida a partir del vector Q haciendo una descripción de los procesos cinemáticos y termodinámicos que determinan la formación de fuertes gradientes de temperatura y, posteriormente, se analizan los procesos dinámicos vinculados a los gradientes de temperatura a escala sinóptica. En función de la variable termodinámica conservativa temperatura potencial del aire con agua y hielo, se obtiene una generalización de la función frontogenética clásica.

II.1. DISCONTINUIDAD DEL GRADIENTE DE TEMPERATURA: FRENTE

La teoría del Frente Polar definía un frente como el límite entre dos masas de aire con características diferentes. Para una masa de aire identificada por su densidad, ésta resulta discontinua en el frente (Bjerknes, 1919; Bjerknes, 1932). Sin embargo, la presión debe ser continua ya que de lo contrario se produciría una aceleración infinita. Esta restricción se denomina condición dinámica de contorno. Suponiendo que la atmósfera se comporta como un gas perfecto y teniendo en cuenta la condición anterior, la temperatura, al igual que la densidad, será discontinua en el frente.

Para estudiar la naturaleza de un frente se deben analizar los cambios que en él experimentan las distintas magnitudes físicas que caracterizan las masas de aire. Para ello, en primer lugar conviene definir un sistema de referencia cuyo eje x esté orientado a lo largo del frente. Si las variaciones de presión se consideran despreciables en esta dirección, se verificará que

$$dp = \frac{\partial p}{\partial y} dy + \frac{\partial p}{\partial z} dz \quad (\text{II.1})$$

Considerando además que la atmósfera es hidrostática, esta ecuación a ambos lados del frente puede expresarse como:

$$\frac{dz}{dy} = \frac{\left[\left(\frac{\partial p}{\partial y} \right)_f - \left(\frac{\partial p}{\partial y} \right)_c \right]}{g(\rho_f - \rho_c)} \quad (\text{II.2})$$

donde ρ_c y ρ_f son las densidades de las masas de aire cálido y frío, respectivamente. La condición de frente exige que la expresión anterior sea distinta de cero; por lo tanto, el gradiente de presión es discontinuo en el frente y las isobaras sufrirán un cambio brusco de la pendiente al atravesarlo.

Si en la ecuación (II.2) se introduce la definición del viento geostrófico, se obtiene:

$$\frac{dz}{dy} = \frac{f\bar{\rho}(u_{gc} - u_{gf})}{g(\rho_f - \rho_c)} \quad (\text{II.3})$$

donde $\bar{\rho}$ es la densidad media de las masas de aire cálido y frío asociadas al frente, f el parámetro de Coriolis, u_{gc} y u_{gf} son las componentes zonales del viento geostrófico en el lado cálido y frío del frente, respectivamente. El aire más ligero debe estar encima del aire más denso para que la distribución sea estable, por lo que el frente debe inclinarse hacia el aire frío. Matemáticamente, tal condición puede expresarse como:

$$u_{gc} - u_{gf} > 0 \quad (\text{II.4})$$

indicando que debe existir vorticidad de cizalladura ciclónica geostrófica a través del frente. Una consecuencia que se extrae de la expresión anterior es que la vorticidad geostrófica es infinita en el frente, lo que obviamente es del todo incorrecto.

Supongamos ahora que las variaciones de presión a lo

largo del eje x no son despreciables. Si esto es así, el viento geostrófico, V_g , posee una componente perpendicular, v_g , y por continuidad de masa en el frente debe cumplirse que:

$$\rho_c v_{gc} = \rho_f v_{gf} \quad (II.5)$$

donde v_{gc} y v_{gf} son las componentes perpendiculares al frente en el lado cálido y frío, respectivamente. Sin embargo, esta relación no puede cumplirse ya que existe otra condición de contorno, la condición cinemática. Ésta obliga a que dichas componentes sean iguales lo que conduce a otra conclusión incorrecta de este modelo simple de frente.

A pesar de las incorrecciones, se ha comprobado que la pendiente del frente estimada por la ecuación (II.3) es razonablemente realista (Haltiner y Martin, 1957).¹

1 La ecuación (II.3) cuando se expresa en función de la temperatura del aire adopta la conocida relación de Margules (1904):

$$\frac{dz}{dy} = \frac{f\bar{T}(u_{gc} - u_{gf})}{g(T_f - T_c)}$$

donde T_f y T_c son la temperatura del aire frío y del aire cálido, respectivamente y \bar{T} la temperatura media.

Las conclusiones erróneas que se han extraído de este modelo sugieren pues la conveniencia de definir el frente en función de un gradiente finito de temperatura en lugar de una discontinuidad de éste. En realidad, un frente corresponderá a una zona (de anchura finita) y no a un límite infinitesimal. Recordemos que una de las condiciones que debe cumplirse para que un frente exista es que la estabilidad estática sea relativamente alta o lo que es lo mismo, que la zona de fuerte gradiente de temperatura se incline hacia el aire frío con la altura. En los casos en que esta zona se incline hacia el aire cálido, existirá poca estabilidad estática y, por tanto, será poco proclive al mantenimiento y desarrollo de frentes.

Una vez especificada la naturaleza del frente como zona de fuerte gradiente térmico, vamos a proceder a la descripción de los mecanismos cinemáticos y termodinámicos por los que un gradiente de temperatura puede llegar a intensificarse creando las condiciones necesarias para el desarrollo de una zona frontal.

II.2. CINEMATICA Y TERMODINAMICA DE LA FRONTOGENESIS

Bergeron (1928) introdujo el término frontogénesis para designar procesos que promueven la creación de frentes o la intensificación de los ya existentes. Posteriormente, Petterssen (1936) profundizó y amplió el trabajo de Bergeron definiendo la función frontogenética como la derivada sustancial del módulo del gradiente de la temperatura potencial sobre una superficie isobárica y, por ello, bidimensional al no admitir que los fenómenos frontogenéticos se relacionen directamente con la intensificación del gradiente vertical de temperatura. Matemáticamente, la función frontogenética bidimensional se expresa como

$$\mathcal{F} = \frac{d}{dt} |\nabla_p \theta| \quad (\text{II.6})$$

de forma que cuando la función frontogenética es positiva (negativa) existe frontogénesis (frontolisis). La frontogénesis no es condición suficiente de existencia de frente ni la frontolisis de no existencia de éste (Bluestein, 1982; Orlanski y Ross, 1984). Según (II.6) una

parcela de aire que en su movimiento atraviese una zona de valores positivos de \mathcal{F} se verá afectada por fenómenos físicos tendentes a la formación de un frente, y, reciprocamente, para valores negativos de \mathcal{F} .

La identificación de los procesos físicos responsables de frontogénesis se facilita si se emplea el primer principio de la termodinámica, que según Bosart (1985) se puede expresar de la forma:

$$\frac{d\theta}{dt} = \left(\frac{p_0}{p} \right)^\kappa - \frac{1}{C_p} \frac{dQ}{dt} \quad (11.7)$$

donde θ es la temperatura potencial del aire seco, p la presión, p_0 una presión de referencia, $\kappa = R/C_p$, siendo C_p el calor específico a presión constante para el aire seco y R la constante de los gases para el aire seco, y dQ/dt es un término que incluye los intercambios de calor latente, radiación y conducción, denominado término de calentamiento o enfriamiento diatérmico.

Para facilitar el estudio cualitativo de los procesos que promueven la formación de un frente se supone nuevamente

que el sistema de coordenadas está orientado con el eje x a lo largo del frente. El gradiente de temperatura tendrá únicamente componente y . Si además suponemos que la temperatura sobre una superficie de presión constante decrece hacia el norte, el gradiente será negativo (Fig. II.1).

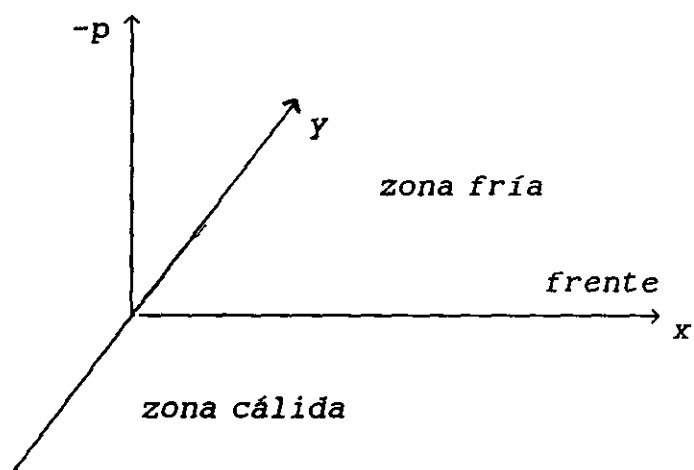


Figura II.1. Sistema de coordenadas con el eje x orientado a lo largo del frente.

Con todas estas consideraciones y la ecuación (II.7), la función frontogenética se puede expresar como:

$$\mathcal{F} = \underbrace{\left(\frac{\partial v}{\partial Y} \right)_p \left(\frac{\partial \theta}{\partial Y} \right)_p}_{A} + \underbrace{\left(\frac{\partial \omega}{\partial Y} \right)_p \frac{\partial \theta}{\partial p}}_B - \underbrace{\frac{1}{C_p} \left(\frac{P_0}{p} \right)^K \left(\frac{\partial}{\partial Y} \right)_p \left(\frac{dQ}{dt} \right)}_C$$

(II.8)

donde v es la componente según el eje y del viento y ω el movimiento vertical.

La ecuación (II.8) tiene tres términos en el segundo miembro, cada uno de los cuales representa un proceso físico que contribuye a la frontogénesis. El término A representa el efecto cinemático de la confluencia (o difluencia) del viento sobre el gradiente cuasihorizontal de temperatura potencial: la confluencia (difluencia) aumenta (disminuye) el módulo de dicho gradiente (Fig. II.2). La confluencia y la difluencia contribuyen tanto a la convergencia y a la divergencia como a la deformación del campo de viento (Shapiro, 1981; Keyser y Shapiro, 1986); sin embargo ninguna de ellas contribuye a la vorticidad por lo que podría pensarse que ésta no afecta a la frontogénesis. Aunque no acerca o separa las isotermas, es decir, no modifica el

gradiente de temperatura, sí puede rotarlas posibilitando que la confluencia y la difluencia sean más efectivas.

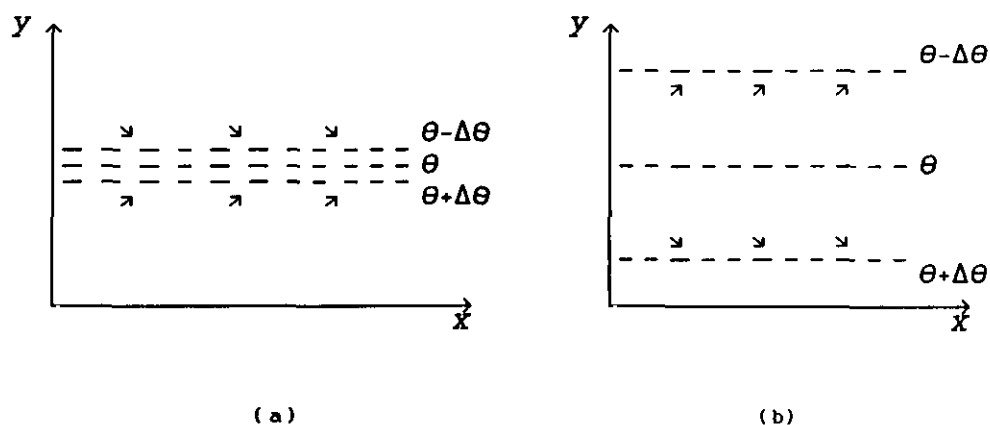


Figura II.2: Ilustración del efecto de: (a) la confluencia (frontogénesis); (b) difluencia (frontolisis) sobre el gradiente de temperatura potencial cuasihorizontal (líneas a trazos).

El término A representa también un efecto termodinámico: el efecto de la advección de temperatura sobre el gradiente cuasihorizontal de la misma. Una advección fría sobre la zona fría frontal y una advección cálida sobre la parte cálida contribuyen a que el gradiente de temperatura aumente y, por consiguiente, a que se desarrolle o intensifique frontogénesis.

En el término B se incluye, por una parte, el efecto cinemático asociado a la inclinación del gradiente vertical

de temperatura potencial sobre una superficie cuasihorizontal y, por otra parte, el efecto termodinámico que, sobre el gradiente de temperatura, produce la existencia de un gradiente cuasihorizontal de movimiento vertical (Fig. II.3). Según este término, en el caso de una atmósfera estable, un movimiento ascendente con su consiguiente enfriamiento adiabático sobre la parte fría y un movimiento descendente con su consiguiente calentamiento adiabático sobre cálida, acentuarían el gradiente térmico y, consiguientemente, el desarrollo e intensificación de la frontogénesis.

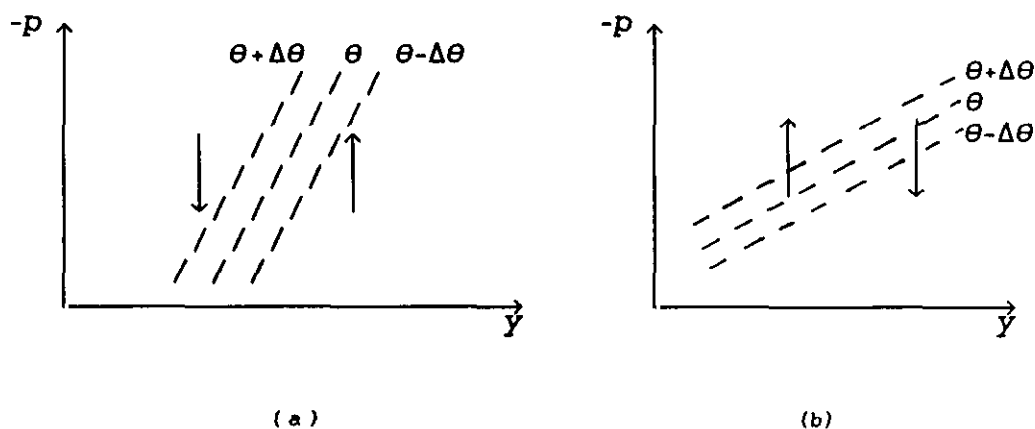


Figura II.3: Ilustración del efecto del movimiento vertical sobre un gradiente cuasihorizontal de temperatura potencial (líneas a trazos): (a) frontogénesis; (b) frontolisis.

El término \mathcal{E} representa el efecto de la variación cuasihorizontal del calentamiento o enfriamiento diatérmico. Así, el calentamiento por cambios de fase sobre la parte cálida de un frente sería un proceso que contribuiría a la frontogénesis al aumentar el gradiente de temperatura (Uccellini et al., 1987). Hay que destacar que la eficiencia de este término aumenta con la altura ya que contiene el factor $(p_0/p)^{\kappa}$.

Según todo esto, la interpretación cualitativa de los procesos que contribuyen a la frontogénesis podría ilustrarse de la forma:

Confluencia del campo de viento Advección fría sobre zona fría Advección cálida sobre zona cálida	}	$A > 0$	}	$\mathcal{F} > 0$
Movimiento ascendente sobre la zona fría Movimiento descendente sobre la zona cálida	}	$B > 0$	}	
Calentamiento diatérmico sobre la zona cálida Enfriamiento diatérmico sobre la zona fría	}	$\mathcal{E} > 0$	}	

La generalización de la función frontogenética a un espacio tridimensional se define por la expresión:

$$\mathcal{F} = \frac{d}{dt} |\nabla\theta| \quad (\text{II.9})$$

Si se hace uso de nuevo del primer principio de la termodinámica, (II.7), en (II.9) llegaríamos a una expresión generalizada del tipo (II.8) cuya interpretación física es totalmente análoga puesto que no añade ningún proceso físico adicional a los ya comentados a la frontogénesis (Newton, 1954).

En este apartado se ha comprobado cómo distintos procesos físicos tales como confluencias, advecciones, calentamientos, ascendencias, ..., pueden llegar a modificar el gradiente cuasihorizontal de temperatura. Este gradiente implica consecuencias dinámicas directas sobre la atmósfera. El objeto del siguiente apartado tratará de describir cómo los procesos dinámicos derivados de este gradiente térmico influyen sobre los estados de frontogénesis o frontolisis. Para ello, haremos una síntesis de la teoría cuasigeostrófica de la frontogénesis.

II.3. TEORIA CUASIGEOSTROFICA DE LA FRONTOGENESIS

El análisis de la interpretación entre dinámica y frontogénesis puede realizarse por medio de la teoría cuasigeostrófica ya que ofrece una buena descripción física de los procesos atmosféricos a escala sinóptica (Keyser et al., 1992a). Según ésta, la atmósfera se encuentra en equilibrio geostrófico e hidrostático. Esto se ha observado realmente (Durrán y Snellman, 1987) ya que la atmósfera casi nunca se aparta excesivamente de dicho equilibrio.

Sobre una atmósfera en equilibrio geostrófico e hidrostático, la deformación del campo de viento geostrófico, produce un aumento del gradiente meridional de temperatura. En estas condiciones, se produce la ruptura del equilibrio pues el efecto de cizalladura vertical del viento no llega a equilibrar el gradiente térmico. Para restaurar el equilibrio es necesario que se intensifique la cizalladura del viento y/o que disminuya el gradiente térmico. La consecución de este último aspecto genera un movimiento ageostrófico que en altura se dirige desde el lado cálido hacia el frío y en la más baja troposfera, en sentido contrario (Eliassen, 1984) tal como se describe en el esquema que se representa en la Figura II.4. Por continuidad de masa, deberá producirse un movimiento

ascendente en el lado cálido y el inverso o decendente en la zona fría.

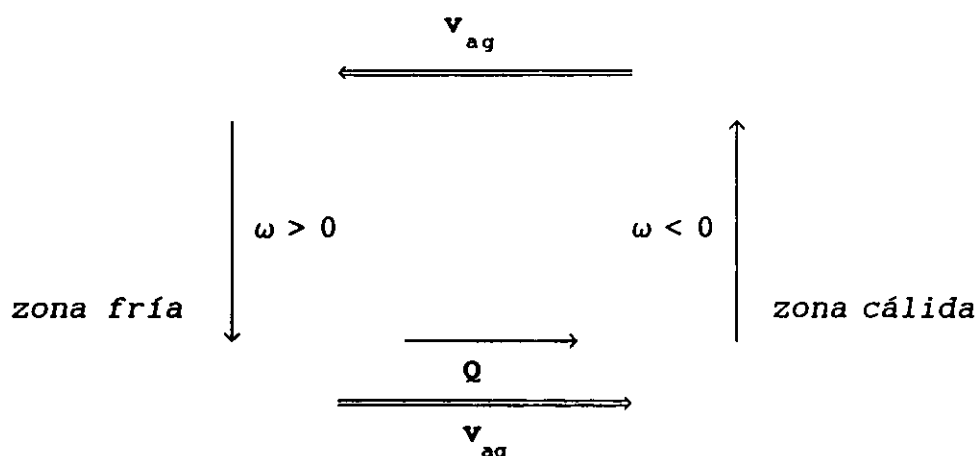


Figura II.4: Sección vertical a través de una zona frontal que separa una masa de aire cálido de una masa de aire frío. En trazo grueso se indica la dirección del viento ageostrófico y en trazo fino, la dirección del movimiento vertical y la del vector Q .

Este ajuste fue modelizado matemáticamente por Hoskins et al. (1978) a partir de la teoría cuasigeostrófica partiendo del principio de conservación del momento lineal y del primer principio de la termodinámica bajo condiciones adiabáticas, obteniendo la siguiente ecuación

$$\sigma \nabla_p \omega - f_0^2 \frac{\partial \mathbf{V}_{ag}}{\partial p} = - 2h \mathbf{Q} \quad (\text{II.10})$$

donde f_0 es el parámetro de Coriolis, σ el parámetro de estabilidad estática, \mathbf{V}_{ag} el viento ageostrófico, $h = \frac{R}{p} \left(\frac{p}{p_0} \right)^\kappa$ y \mathbf{Q} es un vector definido como:

$$\mathbf{Q} = \begin{pmatrix} - \frac{\partial \mathbf{V}_g}{\partial x} \cdot \nabla_p \theta \\ - \frac{\partial \mathbf{V}_g}{\partial y} \cdot \nabla_p \theta \end{pmatrix} \quad (\text{II.11})$$

Este vector está orientado en el mismo sentido que el movimiento ageostrófico horizontal de la parte inferior de la troposfera (Fig. II.4).

El primer miembro de la ecuación (II.10) contiene la respuesta ageostrófica al forzamiento geostrófico incluido en el segundo miembro (proporcional al vector \mathbf{Q}). En esta ecuación el término $\nabla_p \omega$ da idea del ajuste del campo de temperatura y el término $\frac{f_0^2}{\sigma} \frac{\partial \mathbf{V}_a}{\partial p}$, del ajuste del campo de

viento para que el equilibrio geostrófico e hidrostático se reestablezca. Por una parte, el movimiento descendente en el lado frío y el ascendente en el cálido disminuyen el gradiente de temperatura y por otra parte, el movimiento ageostrófico aumenta la cizalladura para que ésta se equilibre con el gradiente de temperatura. El resultado neto de ambos efectos lleva a la restauración del equilibrio geostrófico e hidrostático.

Según Hoskins y Pedder (1980), el vector Q puede expresarse también como:

$$Q = \frac{d}{dt} \nabla_p \theta \quad (II.12)$$

el cual da cuenta de la velocidad de cambio del gradiente de temperatura potencial bajo la hipótesis de viento geostrófico. Esta expresión del vector Q es similar a la de la función frontogenética, con la única salvedad de que ésta no es un vector sino un escalar. De las definiciones de función frontogenética (II.9) y vector Q (II.12), se obtiene la denominada función frontogenética cuasigeostrófica:

$$\mathcal{F} = \frac{\nabla_p \theta}{|\nabla_p \theta|} \cdot \mathbf{Q} \quad (\text{II.13})$$

Esta función cuantifica los procesos cuasigeostróficos que promueven la intensificación o debilitamiento del gradiente de temperatura. Según (II.13) existirá frontogénesis cuando el vector \mathbf{Q} , forzamiento cuasigeostrófico, se oriente formando un ángulo comprendido entre 0 y 90° con el gradiente de temperatura, y frontolisis cuando este ángulo esté comprendido entre 90 y 180°. Sanders y Hoskins (1990) denominan al primer caso como estado de circulación térmicamente directa y de circulación térmicamente indirecta al segundo caso.

La frontogénesis cuasigeostrófica exige puesque el campo de viento en superficie sea convergente y ciclónico en la parte cálida, es decir, en la zona de ascendencias. En esta zona, por consideraciones de continuidad de masa, se genera vorticidad relativa geostrófica ciclónica. El aumento de ésta está asociado a la disminución de la presión en superficie formándose una vaguada en la parte cálida de la zona frontal (Steenburgh y Holton, 1993).

Hasta ahora hemos estudiado los procesos cinemáticos y termodinámicos que inducen a la formación y desarrollo de los frentes, analizando la dinámica de la frontogénesis desde un punto de vista cuasigeostrófico. En el siguiente apartado estudiaremos varios parámetros termodinámicos conservativos que caracterizan las masas de aire y que consideramos serán de utilidad en la identificación de las zonas frontales.

II.4. VARIABLES CONSERVATIVAS DE LAS MASAS DE AIRE

El estudio de la frontogénesis cuasigeostrófica por medio de la función frontogenética requiere la utilización de un sistema de referencia cuasilagrangiano que se desplaza con el frente. Desde el punto de vista cuasilagrangiano, si una parcela de aire atraviesa una zona frontal experimenta frontogénesis, mientras que si se aleja de ella experimenta frontolisis. Según esto será determinante seleccionar una variable adecuada para identificar las parcelas de aire. Como quiera que un frente es una zona de transición para los valores de determinadas propiedades físicas de la atmósfera, será recomendable utilizar variables conservativas para detectar las zonas frontales.

Renard y Clarke (1965), Keyser et al. (1988) y Keyser et al. (1992b), entre otros, utilizaron para el estudio de la frontogénesis la temperatura potencial del aire seco la cual es conservativa en procesos de convección seca, entendiéndose por ésta aquella en la que no se produce saturación y posterior condensación del vapor de agua existente dentro del sistema termodinámico considerado (Ludlam, 1966). Este proceso termodinámico está descrito por la expresión:

$$ds = c_p \frac{dT}{T} - R \frac{dp_d}{p_d} = 0 \quad (\text{II.14})$$

donde s es la entropía específica, c_p el calor específico a presión constante del aire seco, T la temperatura, p_d la presión parcial del aire seco y R es la constante de los gases para el aire seco.

A partir de esta expresión se define una variable conservativa en transformaciones reversibles adiabáticas y no saturadas denominada temperatura potencial del aire seco, θ ,

$$\theta = T \left(\frac{p_0}{p_d} \right)^{R/c_p} \quad (\text{II.15})$$

donde p_0 es una presión de referencia. El uso de esta variable restringe los procesos convectivos a ascensos siguiendo una adiabática seca. Esta variable no será adecuada para el estudio de procesos convectivos profundos ya que no es conservativa en procesos con intercambios de

calor latente, lo cual es de lo más habitual en sistemas frontales.

La atmósfera está compuesta no sólo por aire seco sino que también contiene agua en cualquiera de sus estados de agregación. Debido a esto, se hace pues necesario, encontrar otra variable que tenga en cuenta la presencia del agua en sus tres fases y sea conservativa a todos los cambios de fase. Para definirla, se utiliza el proceso termodinámico descrito por Dutton (1976) para sistemas abiertos:

$$d(c_p \ln T) - d(R \ln p_d) + d\left(r_v \frac{L_{1v}}{T}\right) - d_1\left(r_i \frac{L_{11}}{T}\right) +$$

(II.16)

$$r_v d\left(\frac{A_{1v}}{T}\right) - r_i d\left(\frac{A_{11}}{T}\right) + r c_i d \ln T = 0$$

donde r_i es la razón de mezcla del hielo, L_{11} el calor latente de fusión, A_{1v} la afinidad de vaporización, A_{11} la afinidad de fusión y r es la razón de mezcla del agua total, definida para este sistema como la suma de las razones de mezcla de las distintas fases del agua ($r = r_v + r_i + r_l$). En la expresión anterior, " d_1 " representa los cambios

internos de una magnitud que ocurren dentro de una "parcela" o "burbuja" de aire, " d_e " representa los cambios debido a flujos netos de una magnitud hacia dentro o hacia fuera de la burbuja y " d " representa los cambios totales, es decir, la suma de los cambios internos y externos.

Expresando los términos de afinidad en función de los potenciales químicos (Fletcher, 1962), utilizando la ecuación de Clausius-Clapeyron, la variación del calor latente con la temperatura y la temperatura potencial del aire seco, la expresión (II.16) quedaría

$$d \ln \theta = \frac{L_{lv}}{C_p T} d_1 r_1 + \frac{L_{lv}}{C_p T} d_1 r_1 \quad (\text{II.17})$$

donde $L_{il} = L_{lv} - L_{lv}$, siendo L_{lv} el calor latente de sublimación. Consecuentemente, las variaciones de la temperatura potencial son atribuibles únicamente a cambios de las razones de mezcla del agua líquida y/o del hielo dentro de la parcela. La temperatura potencial del aire seco no es conservativa cuando existen cambios de fase dentro de la parcela como ya vimos anteriormente.

A partir de la expresión anterior, Tripoli y Cotton

(1981) definieron un nuevo parámetro termodinámico denominado temperatura potencial del aire con agua y hielo de la forma

$$d_1 \ln \theta_{11} = d \ln \theta - \frac{L_{1v}}{c_p T} d_1 r_1 - \frac{L_{1v}}{c_p T} d_1 r_1 = 0 \quad (\text{II.18})$$

Así, las variaciones internas de la temperatura potencial del aire con agua y hielo son nulas, o lo que es lo mismo, esta variable se conserva si la cantidad de agua condensada permanece dentro de la parcela original. Por tanto, es conservativa a cualquier cambio de fase que ocurra dentro del sistema termodinámico.

Tripoli y Cotton (1981) integraron la expresión anterior e introdujeron un ajuste empírico de la temperatura proponiendo una expresión más simplificada para la variable temperatura potencial del aire con agua y hielo:

$$\theta_{11} = \theta \left[1 - \frac{L_{1v}(T_0)r_1}{c_p \max(T, 253)} - \frac{L_{1v}(T_0)r_1}{c_p \max(T, 253)} \right] \quad (\text{II.19})$$

Los resultados obtenidos por dichos autores con el uso de esta ecuación son suficientemente satisfactorios y permiten considerar la temperatura potencial del aire con agua y hielo, dada por la expresión (II.19), como una variable termodinámica conservativa a todos los cambios de fase involucrados en procesos convectivos profundos, manteniendo las mismas propiedades que la expresión diferencial (II.19). Esta variable posee otras ventajas adicionales. Por un lado la de ser continua. Por otro la de reducirse a la temperatura potencial del aire conteniendo agua líquida, θ_1 , definida por Betts (1973) cuando en el sistema no existen procesos de fusión y/o congelación, y a la temperatura potencial del aire seco en condiciones subsaturadas. Según esto, si las condiciones atmosféricas son de cielo despejado, no existirá fase líquida ni sólida del agua y θ_1 y θ_{11} coincidirán con θ , mientras que si no es así, existirá entre ellas una diferencia indicadora del grado de nubosidad.

La temperatura potencial del aire con agua y hielo ha sido utilizada por Martín (1994) para la parametrización de los efectos diatérmicos de la ecuación omega en la Península Ibérica obteniendo resultados satisfactorios tanto de estos efectos como de las estimaciones de movimiento vertical. Basándonos en estos resultados y en algunos parciales

obtenidos previos al desarrollo de esta memoria es por lo que hemos considerado una variable idónea para el estudio de los fenómenos frontogenéticos. Su uso en esta memoria tiene el objetivo de definir una función frontogenética generalizada que incluya todos los cambios de fase posibles en la naturaleza.

II.5. FUNCION FRONTOGENETICA CUASIGEOSTROFICA GENERALIZADA

En la atmósfera se ha observado la existencia de frentes sin que se produzca nubosidad y precipitación. Fultz (1952) y Faller (1956) obtuvieron estructuras similares a los frentes en experimentos de laboratorio sin intercambios de calor latente. Según esto podría parecer que los efectos diatérmicos asociados a intercambios de calor latente no son necesarios para la formación de frentes. Sin embargo, estos efectos intervienen en la frontogénesis como vimos anteriormente. Según Ross y Orlanski (1978) y Williams et al. (1981) el calentamiento diatérmico producido por liberación de calor latente puede aumentar la intensidad del proceso frontogenético si dicho calentamiento se produce en la zona de movimientos ascendentes, ya que aumentaría la magnitud de dichos movimientos y por tanto la convergencia en niveles bajos. De la misma forma, el enfriamiento evaporativo en la zona fría del frente también contribuiría al aumento de la frontogénesis (Ryan et al., 1989).

Recordemos que la función frontogenética cuasigeostrófica se expresaba en función del vector Q como

$$\mathcal{F} = \frac{\nabla_p \theta}{|\nabla_p \theta|} \cdot Q$$

En ésta aparece la variable temperatura potencial del aire seco, la cual posee la propiedad de ser conservativa en procesos adiabáticos. Esta variable no se conserva en los procesos nubosos. La temperatura potencial del aire seco se conservará únicamente si los procesos frontogénéticos son suficientemente rápidos como para admitir la adiabaticidad del proceso. En estas condiciones y en ausencia de cambios de fase del agua, esta variable será identificadora del estado de la masa de aire.

Habitualmente, en situaciones frontales se producen intercambios de calor latente. La temperatura potencial del aire seco no será, por tanto, un parámetro adecuado para el estudio de la frontogénesis. Para el estudio de situaciones frontales necesitaremos una variable que caracterize el estado atmosférico real, es decir, que tenga en cuenta no sólo la presencia de aire seco sino también la existencia del agua en cualquiera de sus fases.

Basándonos en las propiedades de la temperatura potencial del aire con agua y hielo anteriormente expuestas

la emplearemos para identificar las distintas masas de aire sometidas a convección asociada a una situación frontal. Parece pues más lógico introducir la magnitud física temperatura potencial del aire con agua y hielo en la definición de función frontogenética en lugar de la temperatura potencial del aire seco. La función frontogenética cuasigeostrófica generalizada la definimos por:

$$\mathcal{F}^* = \frac{d_g}{dt} |\nabla_p \theta_{11}| \quad (\text{II.20})$$

o lo que es lo mismo por:

$$\mathcal{F}^* = \frac{\nabla_p \theta_{11}}{|\nabla_p \theta_{11}|} \cdot \frac{d_g}{dt} \nabla_p \theta_{11} \quad (\text{II.21})$$

Expresando la derivada total como suma de la derivada local más el término de advección geostrofica se obtiene:

$$\mathcal{F}^* = \frac{\nabla_p \theta_{11}}{|\nabla_p \theta_{11}|} \cdot \left(\frac{\partial}{\partial t} \nabla_p \theta_{11} + \mathbf{V}_g \cdot \nabla_p (\nabla_p \theta_{11}) \right) \quad (\text{II.22})$$

El segundo sumando del corchete representa la *advección geostrófica* del gradiente de θ_{11} que puede también expresarse por medio de

$$\mathbf{V}_g \cdot \nabla_p (\nabla_p \theta_{11}) = \nabla_p (\mathbf{V}_g \cdot \nabla_p \theta_{11}) - \nabla_p \mathbf{V}_g \cdot \nabla_p \theta_{11} \quad (\text{II.23})$$

que introducida de esta manera en la expresión de la función frontogenética resultaría

$$\mathcal{F}^* = \frac{\nabla_p \theta_{11}}{|\nabla_p \theta_{11}|} \cdot \left(\frac{\partial}{\partial t} \nabla_p \theta_{11} + \nabla_p (\mathbf{V}_g \cdot \nabla_p \theta_{11}) - \nabla_p \mathbf{V}_g \cdot \nabla_p \theta_{11} \right) \quad (\text{II.24})$$

Reagrupando los términos de derivada parcial y

advección por el viento geostrófico de la temperatura potencial del aire con agua y hielo en un único término de derivada sustancial, podremos expresar la función frontogenética generalizada según

$$\mathcal{F}^* = \frac{\nabla_p \theta_{11}}{|\nabla_p \theta_{11}|} \cdot \left(\nabla_p \frac{d_g}{dt} \theta_{11} - \nabla_p \mathbf{v}_g \cdot \nabla_p \theta_{11} \right) \quad (\text{II.25})$$

o bien, en forma vectorial, por

$$\mathcal{F}^* = \frac{\nabla_p \theta_{11}}{|\nabla_p \theta_{11}|} \cdot \left(\begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \frac{d_g}{dt} \theta_{11} \\ \frac{\partial}{\partial y} \frac{d_g}{dt} \theta_{11} \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} \frac{\partial \mathbf{v}_g}{\partial x} \cdot \nabla_p \theta_{11} \\ \frac{\partial \mathbf{v}_g}{\partial y} \cdot \nabla_p \theta_{11} \end{pmatrix} \right) \quad (\text{II.26})$$

Recordando que los cambios internos de la temperatura potencial líquido-hielo son nulos, esta variable sólo podrá experimentar cambios externos atribuibles a los de las razones de mezcla r_1 y r_i ; es decir, θ_{11} únicamente no se conservará si se produce precipitación. O dicho de otra

manera, si la masa total permanece constante dentro de la parcela de aire, la variable θ_{11} no experimentará cambios externos, por lo que bajo estas condiciones su variación total será nula, con lo cual la expresión anterior queda reducida a

$$\mathcal{F}^* = \frac{\nabla_p \theta_{11}}{|\nabla_p \theta_{11}|} \cdot \begin{pmatrix} -\frac{\partial v_g}{\partial x} \cdot \nabla_p \theta_{11} \\ -\frac{\partial v_g}{\partial y} \cdot \nabla_p \theta_{11} \end{pmatrix} \quad (\text{II.27})$$

Esta función frontogenética se puede concebir como la proyección de un vector análogo al definido por Hoskins et al. (1978) sobre el gradiente cuasihorizontal de temperatura potencial del aire con agua y hielo. Este nuevo vector que denominaremos Q^* se define como:

$$Q^* = \begin{pmatrix} - \frac{\partial v_g}{\partial x} \cdot \nabla_p \theta_{11} \\ - \frac{\partial v_g}{\partial y} \cdot \nabla_p \theta_{11} \end{pmatrix} \quad (\text{II.28})$$

El vector Q^* se reduce en condiciones subsaturadas al vector Q constituyéndose pues en una extensión de este último.

La forma compacta de la función frontogenética cuasigeostrófica generalizada queda pues expresada por:

$$\mathcal{F}^* = \frac{\nabla_p \theta_{11}}{|\nabla_p \theta_{11}|} \cdot Q^* \quad (\text{II.29})$$

que resulta análoga a la (II.13), con la salvedad de que esta nueva expresión es mucho más completa ya que no se restringe a procesos en los que no existen intercambios de calor latente.

Esta función frontogenética conjuga los efectos dinámicos y los termodinámicos asociados a situaciones frontales. El forzamiento dinámico actuará reforzando o inhibiendo los gradientes de temperatura atmosféricos (indicados por el gradiente de la temperatura potencial θ_{11}) según sea la dirección del vector Q^* . Obviamente, existirán diferencias entre esta función y la función frontogenética tradicional. El análisis de estas diferencias constituye otro de los objetivos de esta memoria, que será tratado en el Capítulo IV.

CAPITULO III

ESTRUCTURAS ATMOSFERICAS DE LOS PROCESOS FRONTALES

Las estructuras atmosféricas asociadas a los procesos frontales necesitan de una revisión esquemática de la tipología de frentes. Por ello, la primera parte de este capítulo va dirigida a la revisión de los modelos conceptuales de frentes, tan dispersos en la bibliografía específica. En la segunda parte se han introducido parámetros descriptivos del medioambiente favorables al desarrollo de estructuras tormentosas convectivas, con particular énfasis en el empuje hidrostático evaluado por medio de la energía potencial disponible convectiva y asimismo, de un vector medio de cizalladura vertical del ambiente. Para cuantificar los efectos relativos de inestabilidad hemos planteado un parámetro adimensional conocido por número de Richardson global para clasificar numéricamente la convección.

El giro del vector cizalladura con la altura o curvatura de la hodógrafa se conoce que tiene una profunda influencia sobre la estructura de la tormenta. Por esta razón, nos apoyaremos en este descriptor cinemático de la atmósfera evaluado a partir de los radiosondeos. Por último, introducimos en esta memoria, los diagramas de variables conservativas para analizar los rasgos fundamentales de las estructuras de las masas de aire.

III.1. TIPOS DE FRENTE

En el capítulo anterior se expusieron los fundamentos de la formación y desarrollo de sistemas frontales analizando las características cinemáticas, dinámicas y termodinámicas de los mismos. Asimismo, se han estudiado varios parámetros conservativos característicos de las masas de aire que se han utilizado tanto para el estudio de la función frontogenética tradicional como para la función frontogenética propuesta. En este apartado se describirán los modelos típicos de frentes analizando la distribución que presentan diversos campos y parámetros meteorológicos. Estos nos informarán no sólo del estado de los sistemas frontales sino también de su posición y evolución espacial.

Desde principios de siglo, uno de los principales objetivos de la predicción ha sido la identificación y el seguimiento de los frentes en latitudes extratropicales. Como vimos en el capítulo anterior, un frente se define como una zona estrecha de transición entre dos masas de aire de características diferentes. Los frentes se caracterizan por poseer intensos gradientes horizontales de temperatura, alta estabilidad estática y fuerte cizalladura horizontal y vertical del viento. En latitudes medias, según el modelo conceptual de Sanders (1955), los frentes se encuentran

generalmente en una zona caracterizada por movimientos ascendentes a escala sinóptica y situados a sotavento de una depresión y a barlovento de una dorsal en altura.

Modelo conceptual de frente frío

El movimiento de una de las masas de aire respecto a la otra, define y caracteriza el tipo de frente. Así, si una masa de aire frío avanza hacia el sur, hacia el este o hacia el sureste, respecto a una masa de aire cálido, el frente entre ambas masas se denomina *frente frío* (Browning y Monk, 1982). Según Browning (1986), si el desplazamiento de la masa fría es hacia el oeste o hacia el suroeste, el frente se denomina *frente frío retrógrado* y suele estar asociado a un anticiclón frío superficial y, por tanto, situado en una zona de movimientos descendentes a escala sinóptica.

Las características de una zona frontal van asociadas a una marcada estabilidad estática e intensa cizalladura vertical del viento puesto que en la franja situada a lo largo del frente existe fuerte gradiente de temperatura. Este gradiente se sitúa detrás del frente frío y está asociado a fuerte advección fría en la zona trasera del frente. Según la teoría cuasigeostrófica, en esta misma zona

existirán movimientos descendentes y aumento de la presión en superficie (Fig. III.1). Sin embargo, la presencia de advección de vorticidad absoluta ciclónica induciría caída de la presión en superficie y, por tanto, el sistema tendería a profundizarse.

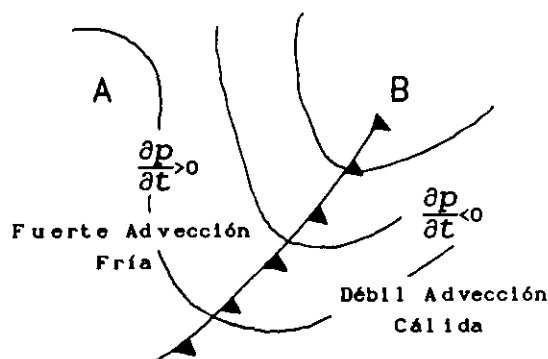


Figura III.1: Ilustración de una depresión con un frente frío asociado en la que se muestran las zonas de advección cálida y fría y la tendencia de la presión.

El sector frío del frente está caracterizado por un gradiente muy similar al adiabático seco. Las características turbulentas asociadas son de mezcla vertical turbulenta y vientos racheados (McCarthy y Koch, 1982).

La zona delantera del frente frío suele estar caracterizada por chubascos de lluvia y/o nieve mientras que la zona posterior lo está por aire frío y seco y, por tanto,

ausencia de nubosidad. Sin embargo, esta caracterización puede ser excesivamente simple. Bergeron (1937) fue uno de los primeros investigadores en realizar una clasificación de los frentes fríos. Cuando se produce ascenso de aire cálido a lo largo de la superficie frontal (Fig. III.2), la banda de precipitación abarca una extensa zona situada sobre y detrás del frente. Este tipo de situación frontal se denomina *anafrente*.

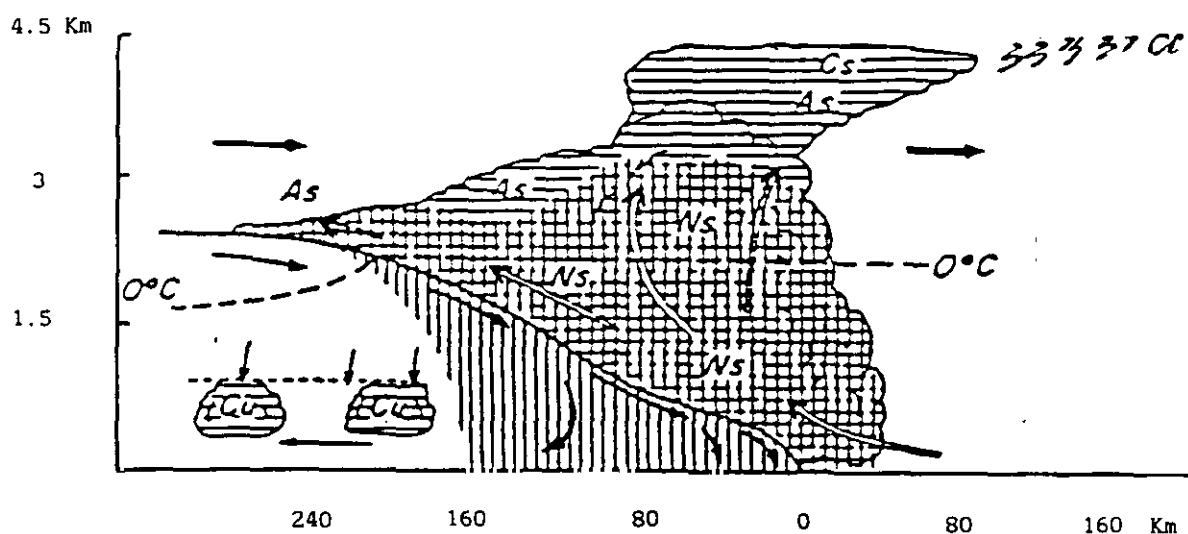


Figura III.2: Descripción idealizada de un anafrente con ilustración de nubosidad y movimiento vertical.

Cuando existe descenso de aire (Fig. III.3) en la parte trasera de la superficie frontal, se produce un estrechamiento de la banda de precipitación que tiende a situarse en la parte delantera del mismo. Este tipo de situación frontal se denomina *catafrente*.

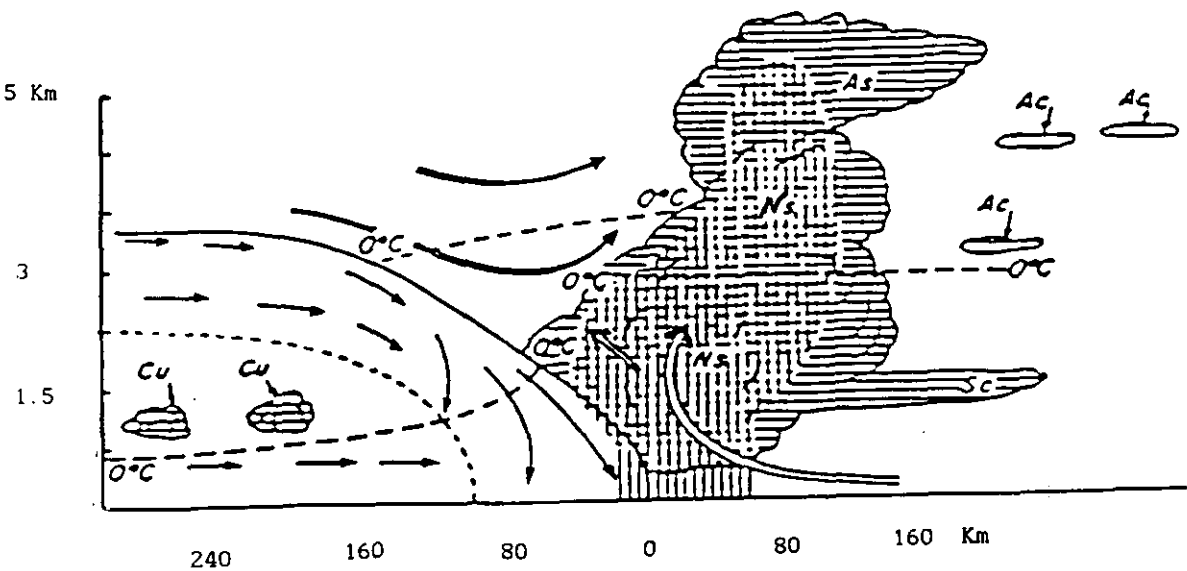


Figura III.3: Descripción idealizada de un catafrente con ilustración de nubosidad y movimiento vertical.

Modelo conceptual de frente cálido

El esquema típico de un frente cálido se presenta en la Figura III.4. Este tipo de situaciones frontales se dan al desplazarse masas de aire cálido en dirección básicamente de componente sur. En este tipo de frentes, el aire cálido asciende a lo largo de la superficie frontal dando lugar a nubosidad y precipitaciones por delante del frente.

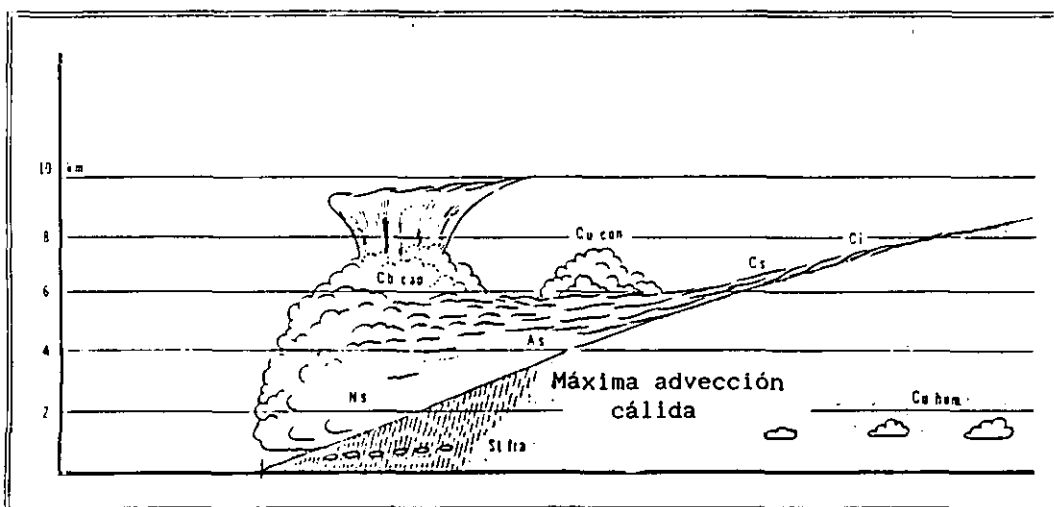


Figura III.4: Esquema de un frente cálido con ilustración de nubosidad y advección térmica.

El movimiento de la masa cálida está asociado normalmente a fuerte advección cálida en niveles bajos producida al este o noreste de una borrasca superficial en

fase de desarrollo. El frente cálido se sitúa detrás del máximo gradiente de temperatura y de la zona de máxima advección cálida. En esta zona, según la teoría cuasigeostrófica, se producen movimientos ascendentes y disminución de la presión en superficie.

Modelo conceptual de frente ocluido

En el proceso típico de evolución de un frente frío, éste puede llegar a alcanzar al cálido. El aire cálido próximo a la superficie es forzado a ascender por encima del frente frío formándose un *frente ocluido* en el que el aire cálido queda "atrapado" entre dos masas de aire frío. La oclusión del frente se produce, según la teoría cuasigeostrófica, cuando una depresión extratropical comienza a debilitarse (Joly y Thorpe, 1989). No obstante, también puede producirse la oclusión cuando se desarrolla una depresión en superficie al norte de la intersección de un frente frío y uno cálido.

Las oclusiones pueden ser cálidas o frías en función del grado de enfriamiento relativo de la masa forzante. En ambos casos el aire cálido es forzado a elevarse entre dos masas de aire frío. Cuando la masa forzante del ascenso de la masa cálida es más fría que la que existe delante de

ésta, la oclusión se denomina fría (Fig. III.5a). Si, por el contrario, la masa es menos fría que la situada por delante, la oclusión se llamará cálida (Fig. III.5b).

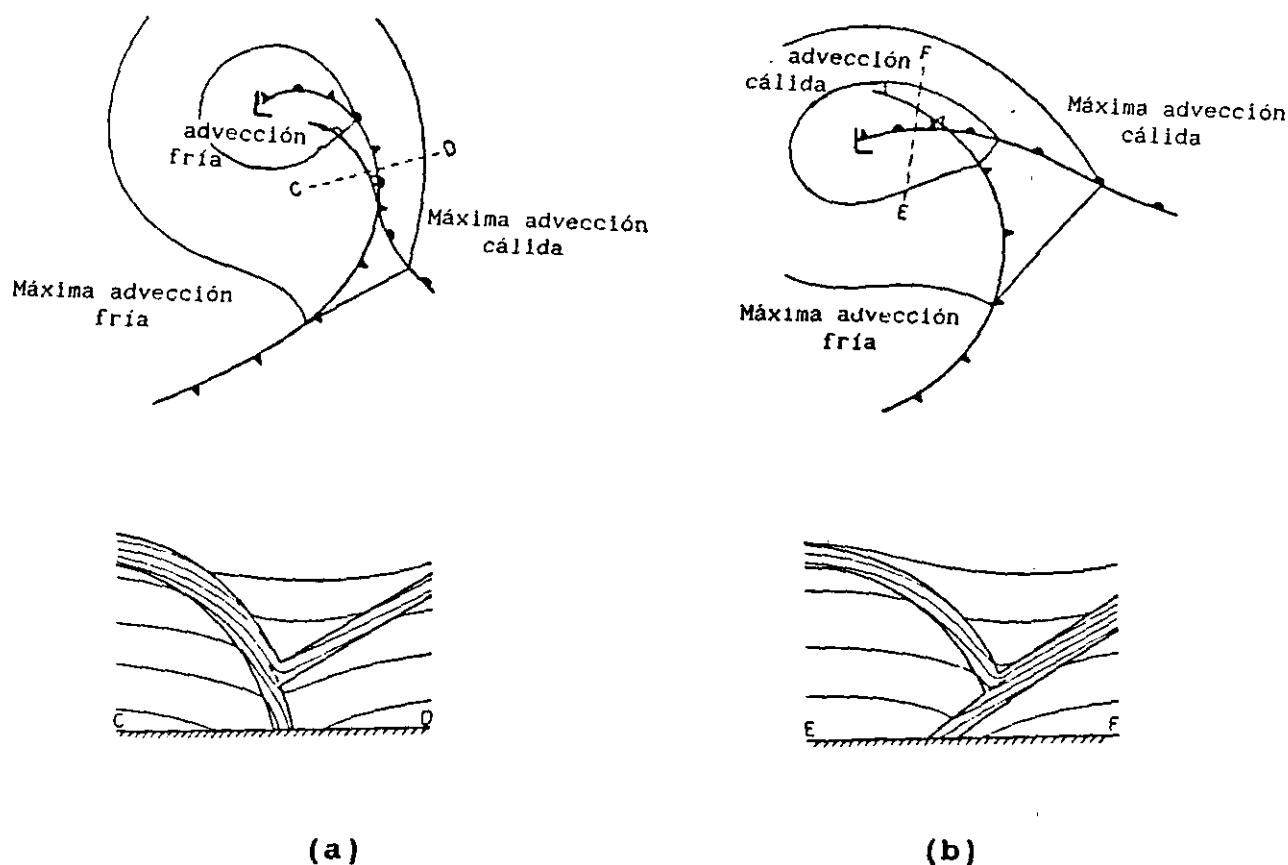


Figura III.5: Idealización de una oclusión: (a) fría y (b) cálida. En ambas se muestran los máximos de advección térmica.

La oclusión fría lleva asociada detrás un máximo relativo de advección fría, quedando la advección cálida delante, inmersa dentro de la advección asociada al frente cálido anteriormente descrita. En la oclusión cálida, la

advección fría no presenta un máximo muy marcado. Sin embargo, suele aparecer un máximo relativo de advección cálida diferenciado del máximo absoluto asociado al frente cálido. No obstante, la estructura de la advección térmica depende del estado de desarrollo de los distintos frentes. La distribución de advección de vorticidad absoluta ciclónica presenta un máximo en altura sobre la zona ocluida indistintamente del carácter térmico de la oclusión. No hay que confundir esta zona de advección de vorticidad con la situada detrás del frente frío descrita anteriormente.

Los modelos conceptuales de frentes hasta aquí descritos no incluyen efectos tan importantes como calentamientos o enfriamientos diatérmicos. Estos modelos están basados en lo que Castelli et al. (1993) denominan frontogénesis seca ya que obvian los aspectos termodinámicos debidos a cambios de fase del agua. El calentamiento diatérmico debido a los intercambios de calor latente producidos en los procesos nubosos puede ser crucial en la magnitud de la circulación ageostrófica y, por ende, de los movimientos verticales asociados a las situaciones frontales, bien sea intensificando o debilitando los fenómenos frontogenéticos. Ogura y Portis (1982) y Anthes et al. (1983) demuestran que la energía liberada en los cambios de fase del agua producidos en el seno de los sistemas convectivos juega un papel primordial en el desarrollo e

intensidad de fenómenos tales como frentes fríos y depresiones extratropicales. Es por ello por lo que en esta memoria tales procesos diatérmicos serán evaluados y se analizará su influencia en la magnitud y distribución de la función frontogenética utilizando la parametrización de los efectos diatérmicos realizada por Valero et al. (1994):

$$\mathcal{D} = - \frac{R}{p} v^2 \left(T \frac{d \ln \theta_{11}}{dt} \right) \quad (\text{III.1})$$

donde θ_{11} es la temperatura potencial del aire con agua y hielo, T la temperatura del aire, p la presión, R la constante de los gases para el aire seco y t es el tiempo. Esta parametrización ha resultado altamente satisfactoria como lo han demostrado los resultados hasta ahora obtenidos por dichos autores.

En este apartado hemos descrito los distintos tipos de frentes analizando además la distribución que presentan diversos campos meteorológicos en la proximidad de aquellos. Seguidamente, estudiaremos diversos parámetros que caracterizan las masas de aire asociadas a los sistemas frontales, los cuales permitirán obtener información física sobre el estado atmosférico asociado a los frentes.

III.2. PARAMETROS CARACTERISTICOS

Berry y Bluestein (1982) y Koch (1984) han establecido vinculaciones entre formación de tormentas convectivas y procesos frontogenéticos. El ascenso de una masa cálida, especialmente en situaciones frontales, favorece la condensación del vapor de agua de la atmósfera, actuando pues, el forzamiento frontal, como mecanismo generador de procesos convectivos que podrán presentar mayor o menor intensidad dependiendo de las condiciones termodinámicas de la atmósfera o de la magnitud del proceso frontogenético (Bosart, 1984).

Tras un análisis bibliográfico extenso sobre parámetros vinculados a las características tormentosas de la atmósfera, es de destacar la asociación establecida en el trabajo de Mailhot y Yau (1986) por la cual los movimientos ascendentes y la consiguiente convergencia en niveles bajos son parámetros a gran escala que presentan alta correlación con la precipitación. Por otra parte, los resultados de Bosart (1981), Yip y Cho (1982) y Gyakun (1983) han demostrado que la estructura termodinámica a gran escala y la cizalladura vertical del viento son fundamentales para el desarrollo de sistemas convectivos en latitudes extratropicales. La selección de parámetros que empleemos en

esta memoria habrán de poseer información sobre el estado termodinámico y dinámico de la atmósfera para poder relacionar procesos convectivos y fenómenos frontogenéticos.

Los procesos convectivos pueden originarse en cualquier zona de la troposfera. Estos, normalmente, comienzan cuando una parcela de aire se eleva hasta su nivel de condensación por ascenso forzado o cuando se calienta y asciende de forma turbulenta hasta el nivel de condensación convectivo. Cotton et al. (1983) y Bluestein y Thomas (1984) confirman el hecho que aunque el origen pueda ser distinto, los procesos físicos que ocurren dentro de los sistemas convectivos son idénticos en todos ellos. El proceso que obliga a ascender a la parcela de aire se denomina *mecanismo de disparo*. El hecho de que exista éste, no implica que se produzca convección y mucho menos que ésta sea de carácter intenso. El mecanismo de disparo es pues condición necesaria. Ello se debe a que la atmósfera nunca es lo suficientemente inestable como para que la convección se produzca de forma espontánea. A escala sinóptica, un ascenso cuasigeostrófico asociado a advección cálida o a advección de vorticidad ciclónica puede dar lugar a convección generalizada. Aunque este mecanismo a gran escala es relativamente lento, puede "preparar" el medioambiente de forma que la convección sea disparada por otros mecanismos a menor escala tales como ascensos orográficos, convergencias en niveles bajos

producidas por brisas o calentamientos y frentes superficiales (Uccellini, 1975). De entre todos estos mecanismos, parece ser que las condiciones sinópticas adecuadas para la generación y el desarrollo de los frentes es el mecanismo de disparo más importante de fenómenos tormentosos en latitudes medias.

Doswell (1987) sugiere que son necesarios tres "ingredientes" para producir convección severa: el mecanismo de disparo, la humedad y la inestabilidad condicional. Si eliminamos uno de ellos, puede suceder que exista convección o algún otro tipo de fenómeno; sin embargo, ya no sería convección intensa. Zawadzki y Ro (1978) y Zawadzki et al. (1981) analizaron conjuntamente la humedad y la inestabilidad condicional mediante un único parámetro denominado energía potencial convectiva disponible. Marwitz (1972), Fritsch (1975) y Bluestein y Jain (1985) comprobaron que en latitudes extratropicales la cizalladura vertical del viento tiene gran influencia sobre el desarrollo de los sistemas convectivos.

Weisman y Klemp (1982) utilizando un modelo tridimensional estudiaron la predecibilidad del grado de severidad de los sistemas tormentosos mediante el uso de dos parámetros: la energía potencial disponible convectiva y el número de Richardson global. La energía potencial disponible

convectiva, *CAPE*, de una parcela de aire se define como la flotabilidad (fuerza de empuje hidrostático) térmica positiva de una parcela de aire que asciende integrada verticalmente, es decir,

$$CAPE = g \int_{NCL}^{NE} \left(\frac{T_p - T_e}{T_e} \right) dz \quad (III.2)$$

donde g es la aceleración de la gravedad, T_p la temperatura de una parcela de aire que asciende siguiendo la curva del proceso, T_e la temperatura del medioambiente que rodea a la parcela en la curva de estado. La integración sólo se refiere al tramo de la columna de aire en donde la parcela posee empuje positivo.

El *CAPE*, esencialmente, es el área positiva de un diagrama termodinámico, es decir, el área englobada por la curva de estado y la pseudoadiabática que une el nivel de convección libre (*NCL*) y el nivel de equilibrio (*NE*). El *NCL* se alcanza cuando la parcela de aire asciende siguiendo un proceso pseudoadiabático desde el nivel de condensación por ascenso forzado y su temperatura se iguala a la temperatura ambiental. El *NE* se alcanza siguiendo el mismo proceso cuando la parcela asciende desde su nivel de condensación

libre. Físicamente, el *CAPE* representa la fuerza de empuje hidrostático integrada en altura, es decir, el trabajo realizado por el medioambiente sobre la parcela cuando ésta se acelera de forma ascendente. Por consiguiente, la energía potencial disponible convectiva representa la máxima energía cinética por unidad de masa que una parcela de aire puede alcanzar cuando asciende desde un estado inicial de reposo situado en el nivel de convección libre hasta un estado final de flotabilidad neutra situado en el nivel de equilibrio (Rutledge et al., 1992).

La energía potencial disponible convectiva sería un parámetro más representativo del estado atmosférico real si en el cálculo de la fuerza de flotabilidad se incluyeran las contribuciones del vapor de agua, el agua líquida y el hielo existentes en la parcela además de la posible pérdida de agua por precipitación y la liberación de calor latente por condensación y/o congelación (Betts, 1982a; Emanuel, 1988). Sin embargo, Williams (1990) demuestra que la inclusión de todos estos efectos en el cálculo del *CAPE* produce valores similares a los obtenidos utilizando el método del proceso pseudoadiabático anteriormente descrito, ya que los efectos anteriores presentan contribuciones contrarias entre sí. Por esto, en esta memoria nos hemos decidido por usar el método pseudoadiabático para el cálculo de la energía potencial disponible convectiva.

De forma análoga a la definición de CAPE, puede definirse un área negativa situada por debajo de dicho nivel. Este área se denomina área de inhibición convectiva, CIN, y es la delimitada por la curva de estado y las curvas de proceso (pseudoadiabática y adiabática seca) que unen el nivel de convección libre con el de condensación por ascenso forzado y a éste con el nivel del suelo, respectivamente (Bluestein et al., 1988). Matemáticamente, el área de inhibición convectiva se expresa como:

$$CIN = - g \int_{z=0}^{NCL} \left(\frac{T_p - T_e}{T_e} \right) dz \quad (III.3)$$

Físicamente, el área de inhibición convectiva representa el trabajo necesario para elevar una parcela de aire desde un estado inicial de reposo situado en el suelo hasta un estado final situado en el nivel de convección libre. En este caso, la fuerza de flotabilidad es negativa y la parcela de aire se decelera cuando asciende.

La cizalladura del viento juega un papel muy importante en el desarrollo de los sistemas convectivos en latitudes medias. Desde que Moncrieff y Green (1972) mostraron la

relación existente entre la estructura de los sistemas convectivos y la cizalladura vertical del viento, muchos trabajos han subrayado la importancia del efecto combinado de cizalladura vertical y flotabilidad en el desarrollo de dichos sistemas (Frankhauser y Mohr, 1977; Rotunno y Klemp, 1982; Weisman y Klemp, 1986).

Otro de los parámetros utilizados por Weisman y Klemp (1982) para el estudio de los sistemas convectivos es el número de Richardson global que consolida y generaliza la influencia de la cizalladura del viento y la flotabilidad sobre la estructura de dichos sistemas. Este número está definido como

$$R = \frac{CAPE}{\frac{1}{2} \left[(\bar{u}_6 - \bar{u}_{0.5})^2 + (\bar{v}_6 - \bar{v}_{0.5})^2 \right]} \quad (\text{III.4})$$

donde \bar{u}_6 y \bar{v}_6 y $\bar{u}_{0.5}$ y $\bar{v}_{0.5}$ son las componentes cartesianas del viento medio promediado con la densidad en los primeros 6 Km y los primeros 500 m, respectivamente. En la expresión anterior, el denominador es una medida de la cizalladura del viento y representa la energía cinética disponible para el desarrollo del sistema convectivo suponiendo que éste posea

una velocidad horizontal media igual a la velocidad horizontal media de la capa de los primeros 6 Km. El número de Richardson global representa el equilibrio existente entre dos factores, flotabilidad y cizalladura, que controlan la estructura y evolución del sistema convectivo. En otras palabras, R es la proporción entre la energía potencial y la energía cinética disponibles en el medioambiente.

Numerosos investigadores han utilizado en sus trabajos este número adimensional asignando a cada tipo de tormentas unos valores numéricos (Lemon y Doswell, 1979; Foote y Frank, 1983; Lilly, 1986). Así, para células ordinarias o sistemas convectivos ordinarios, la cizalladura vertical del viento es demasiado débil y R presenta un valor grande; Contrariamente, si la cizalladura vertical es muy grande, el valor del número de Richardson es pequeño y pueden desarrollarse tormentas multicelulares o supercélulas.

Conviene resaltar, que aunque el número de Richardson global es muy útil para detectar las condiciones favorables para la génesis y el desarrollo de sistemas convectivos, presenta algunas limitaciones. El número de Richardson global representa sólo una estimación de los efectos de la cizalladura vertical del viento sobre la convección. Por consiguiente, deja de explicar exactamente el giro del

viento con la altura (es decir, giro del vector cizalladura con la altura). Este giro tiene marcada influencia sobre la estructura de las tormentas (Wilhelmson y Klemp, 1978; Rotuno y Klemp, 1982). La cizalladura media solamente mide la distancia acumulada entre puntos sucesivos de una hodógrafa pero no contempla el giro con la altura del vector cizalladura. Por ello, creemos necesario incluir el análisis de las hodógrafas en el estudio de los procesos convectivos ya que nos informan acerca de la rotación del vector cizalladura con la altura.

En este capítulo, hemos estudiado en primer lugar los distintos modelos de frentes existentes en la atmósfera y en segundo lugar, los parámetros característicos necesarios para comprender el papel que juega el estado termodinámico de la atmósfera en los sistemas convectivos asociados a los fenómenos frontogenéticos. Seguidamente, vamos a describir el análisis de variables conservativas profundizando con él en el análisis de la estructura de las masas de aire que intervienen en los sistemas frontales.

III.3. DIAGRAMAS DE VARIABLES CONSERVATIVAS

Existe una compleja interacción entre los procesos de mezcla, condensación, evaporación y procesos radiativos, tanto en escalas temporales y espaciales de los elementos nubosos individuales como las que se refieren a los campos de nubes. Para analizar la estructura de las masas de aire, Rossby (1932) sugirió el uso de un diagrama de temperatura potencial del aire seco, θ , y temperatura potencial equivalente, θ_e . Riehl (1954) estudió la estructura vertical de la atmósfera tropical utilizando diagramas de temperatura potencial equivalente frente a la presión. Posteriormente, Paluch (1979) introdujo los diagramas de θ_e frente a la cantidad total de agua, r_t , para analizar la mezcla vertical en sistemas no precipitantes. Los diagramas de temperatura potencial del aire incluyendo agua líquida (Betts, 1973), θ_l , frente a r_t fueron utilizados por Deardorff (1980) para analizar los procesos de mezcla en las nubes estratocúmulo.

El uso de parámetros conservativos a los cambios de fase de agua líquida a vapor y, en particular, el uso del punto saturante de una parcela de aire ha resultado ser de gran valor en la interpretación y modelización de la estructura y transporte convectivo atmosférico (Betts, 1982b). El uso del punto saturante o cualquier otro

parámetro conservativo derivado de éste, elimina la consideración de cambio de fase de agua líquida a vapor reduciendo el problema del transporte convectivo a un proceso de mezcla simple (Betts, 1983; Hanson, 1984). Esta simplificación, que es la base de esta parte de la memoria, permite la parametrización de campos de nubes en función de líneas de mezcla. Los métodos de parámetros conservativos son útiles para indicar diferencias entre tipos de nubes e indicar la transición entre ellos (Randall, 1980; Moeng y Arakawa, 1980).

Algunos parámetros termodinámicos utilizados habitualmente para estudiar los procesos convectivos no poseen la propiedad de ser conservativos en el seno de la masa nubosa. Así, la temperatura potencial del aire seco o la razón de mezcla del vapor de agua no se conservan en procesos con liberación o absorción de calor latente. Resulta más apropiado utilizar variables que sean conservativas en tales procesos pues éstos facilitan el estudio de la evolución de la masa nubosa. En concreto, en esta memoria nos centraremos en la obtención de los diagramas θ_e versus r_t , es decir, de temperatura potencial equivalente frente a la razón de mezcla total. Son de utilidad para detectar de forma sencilla la manifestación de procesos diatérmicos irreversibles tales como precipitación y radiación.

El punto saturante de una parcela de aire es el determinado por un ascenso adiabático hasta el nivel de presión donde la parcela queda exactamente saturada (cantidad nula de agua líquida). En el nivel de saturación, la temperatura y la presión de la parcela (T_s , P_s) especifican unívocamente los parámetros termodinámicos conservativos (θ_i , θ_e , r_i) que son invariantes en los procesos adiabáticos húmedo y seco, y aproximadamente conservativos en procesos isobáricos de mezcla. Cuando dos masas o parcelas de aire se mezclan, el punto de saturación de los posibles estados de mezcla cae sobre una línea, denominada *línea de mezcla*, que une los puntos de saturación de ambas masas (Betts, 1982a). El modelo de línea de mezcla se contempla como una idealización útil, de tal manera que las desviaciones de la línea de mezcla permiten cuantificar las desviaciones de no equilibrio radiativo o convectivo. Por ejemplo, un proceso radiativo puede producir desviaciones medibles de esta línea de mezcla y, análogamente, para un proceso de precipitación.

El punto de saturación puede definirse en un diagrama termodinámico por los valores de temperatura y presión que toma la parcela cuando queda exactamente saturada. Existen distintas fórmulas para calcular la temperatura, y por tanto indirectamente la presión, del punto de saturación. La

expresión de Statpole (1967) era de naturaleza iterativa debido a las características de las ecuaciones implicadas. Más recientemente, los ajustes de curvas empíricas (Barnes, 1968) y las aproximaciones teóricas (Bolton, 1980; Davies-Jones, 1983) han permitido la determinación de la temperatura saturante (T_s) indirectamente. La presión correspondiente (P_s) puede entonces determinarse invirtiendo la ecuación de Poisson:

$$P_s = P_0 \left(\frac{T_s}{T_0} \right)^{C_p/R}$$

donde p_0 y T_0 son los valores de presión y temperatura de la parcela de aire previos al ascenso, respectivamente.

Para el cálculo de T_s emplearemos la fórmula de Bolton (1980)

$$T_s = \frac{2840}{3.5 \ln T_0 - \ln \left(\frac{P_0 r_{v0}}{0.622 + r_{v0}} \right) - 7.108} + 55.0$$

donde r_{v0} es el valor de la razón de mezcla del vapor de agua en el nivel en que la parcela comienza ascender.

Los diagramas de variables conservativas analizan el recorrido de una parcela de aire nuboso. Como en un proceso con precipitación, la temperatura potencial equivalente se mantiene constante modificando o disminuyendo la cantidad de agua del sistema, la evolución en un diagrama (θ_e, r_t) será la descrita por el tramo AB de la Figura III.6 en la que se ilustra de forma idealizada dicho diagrama.

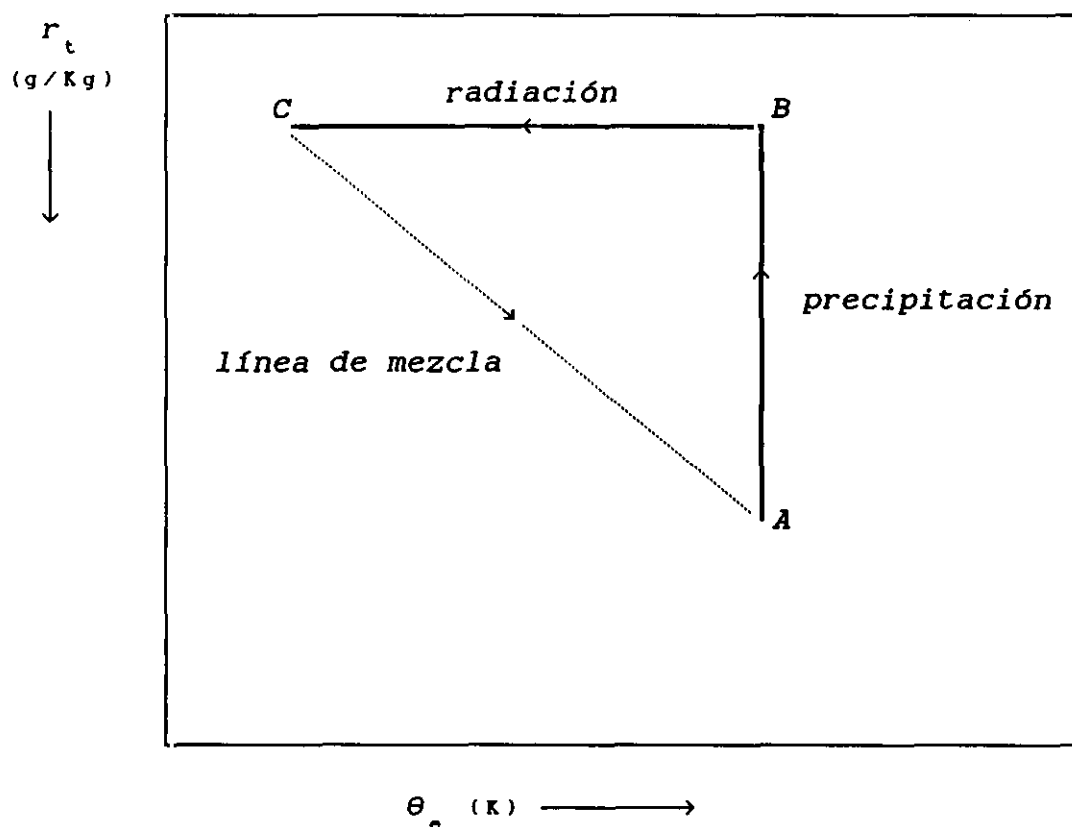


Figura III.6: Ilustración del diagrama idealizado de variables conservativas (θ_e, r_t) .

En la cima de la nube, la parcela de aire nuboso se ve sometida a un pronunciado enfriamiento radiativo que produce disminución de θ_e manteniendo, sin embargo, la cantidad total de agua. Esta evolución corresponde al tramo BC del diagrama. El enfriamiento produce un descenso de la masa de aire, mezclándose con aire de las capas inferiores hasta alcanzar el mismo estado termodinámico inicial (punto A). Conviene resaltar que mientras que cualquiera de estos estados están asociados a variaciones de presión de la parcela de aire, el diagrama sólo indica evoluciones (θ_e, r_t) y no cambios de presión. Por tanto, para una descripción termodinámica completa convendrá indicar determinados puntos sobre el diagrama con indicación de la presión también, de forma que enriquezca o complete la descripción del proceso.

En este capítulo hemos revisado la tipología de los frentes, varios parámetros descriptivos del medioambiente y los diagramas de variables conservativas que nos ayudarán a analizar los rasgos fundamentales de las estructuras atmosféricas que estudiaremos en el capítulo siguiente.

CAPITULO IV

ANALISIS METEOROLOGICO DE MODOS DE FUNCION FRONTOGENETICA GENERALIZADA

Este capítulo expone los resultados más sobresalientes de esta memoria. En general, consta de la descripción meteorológica de los modos de variación, determinados objetivamente por una metodología descrita en este capítulo, de la función frontogenética generalizada. Los casos aislados corresponden a aquellas situaciones atmosféricas donde la función frontogenética generalizada presenta desviación máxima de la frontogénesis seca. Aquella se comparará con ésta para extraer consecuencias y resultados, y deducir el tipo de situaciones donde la función frontogenética generalizada debe ser utilizada.

IV.1. AREA DE ESTUDIO

Los objetivos que se han planteado en esta memoria están encuadrados en el estudio de la función frontogenética cuasigeostrófica en nuestras latitudes. Esto requiere el conocimiento de los valores de las distintas variables meteorológicas que aparecen en la definición de aquella a distintos niveles de la atmósfera. Para la creación de la base de datos aerológicos se han utilizado los sondeos cifrados en los Partes TEMP de las 00:00 y 12:00 horas (TMG) correspondientes al año 1990. Los datos rutinarios de este estudio han sido los de los niveles tipo (Parte A). Para los casos seleccionados de estudio en la metodología de la memoria se han incluido asimismo los datos de la Parte B. Ambos tipos de datos fueron suministrados sin decodificar, por lo que fue necesario desarrollar programas de decodificación. La decodificación permitió generar una base de datos primarios constituida por niveles tipo, geopotencial, temperatura, depresión del punto de rocío, velocidad y dirección del viento. A partir de esta base, se generó una base de datos secundaria necesaria para el cálculo de los productos o parámetros que se contemplan en esta memoria: advección de temperatura, advección de vorticidad absoluta, término diatérmico, función frontogenética tradicional, función frontogenética

generalizada, hodógrafas, perfiles verticales de temperatura potencial equivalente y de razón de mezcla total, energía potencial convectiva disponible y número de Richardson global. Además de estos parámetros se han utilizado estimaciones de movimiento vertical a partir de la resolución numérica de la ecuación omega cuasigeostrófica que incluye la parametrización de los efectos diatérmicos. La descripción completa del procedimiento de cálculo del movimiento vertical es la dada por Martín (1994). Todos estos productos han sido calculados para las estaciones de radiosondeo de la Península Ibérica e Islas Baleares.

El dominio espacial utilizado contiene el área delimitada por los paralelos 32°N y 48°N y los meridianos 18°W y 8°E . Dentro de ella se encuentra la Península Ibérica y el Archipiélago Balear (Fig. IV.1). La distribución de las estaciones de radiosondeo en este área es óptima para el estudio de los fenómenos a escala sinóptica y, por ende, para el estudio de la función frontogenética cuasigeostrófica.

La estimación numérica de la función frontogenética se aborda mediante el uso de diferencias finitas centradas. Por esto, es necesario obtener estimaciones de las variables meteorológicas sobre una rejilla tridimensional a partir de las observaciones obtenidas en puntos discretos.

Actualmente, el proceso de análisis meteorológico se realiza representando numéricamente el campo meteorológico en estudio por un conjunto discreto de valores en una rejilla regular. Esta forma de representación es muy adecuada para el diagnóstico y la predicción meteorológica si en ellos se precisa del uso de técnicas de diferencias finitas, como es nuestro caso.

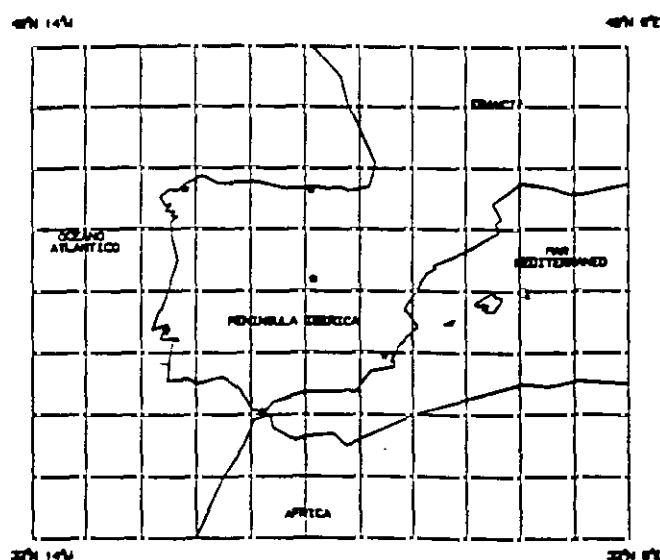


Figura IV.1: Dominio espacial seleccionado para la aplicación de la rejilla de puntos necesaria para el cálculo numérico. Los asteriscos indican la localización de los observatorios.

A escala hemisférica y global los métodos de análisis utilizan autofunciones de las ecuaciones linealizadas del flujo (Fletcher, 1971; Boer, 1983). Para el análisis de

observaciones recogidas dentro de un área más limitada, pueden utilizarse representaciones mucho más simples como los esquemas de interpolación lineal. En ellos el valor de la variable se calcula en un conjunto de puntos discretos que forman la rejilla por medio de combinaciones lineales de los valores de la variable en los puntos de observación. En esta memoria se ha utilizado la técnica basada en medias móviles. Este método tiene la ventaja de ser más rápido que otros, sin perder significativamente exactitud (Ripley, 1981).

La interpolación realizada por este método se basa en el cálculo de pesos que son función de la distancia entre puntos muestrales (en nuestro caso las estaciones de radiosondeo) y puntos en los que se desea realizar la interpolación. Para que las interpolaciones obtenidas sean suaves, la función de la distancia debe elegirse de forma que decrezca más rápidamente que ℓ^{-2} , siendo ℓ la distancia entre puntos muestrales e interpolados (Pelto et al., 1968). Después de un estudio realizado con diversas funciones de la distancia del tipo ℓ^{-n} , ($n > 2, 3, \dots$), consideramos que la más adecuada es la correspondiente a $n = 4$ ya que ofrece interpolaciones regulares y estables, y no se aprecian discrepancias significativas con las dadas por una función de exponente mayor.

La aplicación de este método de interpolación a cada una de las variables involucradas en el estudio de la función frontogenética ha permitido la transferencia de las mismas a una rejilla tridimensional compuesta por $12 \times 9 \times 7$ puntos con una celdilla unidad de dimensión $2^\circ \text{longitud} \times 2^\circ \text{latitud} \times 150 \text{ hPa}$ desde 1000 hasta 100 hPa (Fig. IV.1).

El método de discretización en diferencias finitas permite reemplazar los operadores derivada, gradiente y laplaciano de los campos meteorológicos que aparecen en la función frontogenética por operaciones algebraicas que se realizan con los datos dispuestos en la rejilla anteriormente descrita. Procediendo de esta manera, hemos obtenido las estimaciones correspondientes a la función frontogénetica tradicional (II.13) y generalizada (II.29).

IV.2. ANALISIS DEL CAMPO $\Delta\mathcal{F}$

IV.2.1. Metodología

Recordemos que uno de los objetivos planteados en esta memoria es el estudio y validación de la función frontogenética cuasigeostrófica generalizada propuesta. Mediante la discretización en diferencias finitas se han obtenido valores de la función frontogenética tradicional \mathcal{F} y de la función frontogenética propuesta \mathcal{F}^* en cada punto de la rejilla tridimensional utilizada en esta memoria. A partir de estos valores se construyó el campo de las diferencias entre ambas funciones frontogenéticas que denotaremos por $\Delta\mathcal{F}$. El análisis de las discrepancias permitirá establecer los fenómenos asociados a éstas. Es decir, la fenomenología atmosférica en la que son relevantes los cambios de estado que involucran la fase sólida. Para que el método sea rigurosamente científico ha de apartarse de la subjetividad del analista en la fase de selección o identificación de los casos de estudio. Por ello, decidimos utilizar un método objetivo tal como la descomposición singular del campo $\Delta\mathcal{F}$ por medio de funciones ortogonales empíricas.

La descomposición singular se basa en la transformación

de un conjunto de variables originales intercorrelacionadas en un conjunto de variables independientes mediante transformaciones ortogonales. Esta metodología se aplicará al dominio espacial (*Modo S*) ya que las variables utilizadas corresponden a N observaciones simultáneas en M observatorios.

El procedimiento se inicia con la diagonalización de la matriz de covarianza de las variables originales para asegurar la condición de independencia de las nuevas variables. De dicha diagonalización se obtienen, por un lado, un conjunto de autovalores y, por otro, un conjunto de autovectores que poseen una componente en cada punto de observación y representarán, por tanto, configuraciones espaciales ortogonales. Mediante una combinación lineal de las variables originales se obtienen las nuevas variables denominadas componentes principales siendo los coeficientes de dicha combinación los autovectores de la matriz de covarianza.

Las componentes principales se obtienen en orden decreciente de importancia de forma que la primera represente la mayor proporción de varianza de los datos originales (Chatfield y Collins, 1980). Aunque el número de componentes es igual al número de variables originales, en la práctica se necesitan sólo se necesitan las primeras

componentes para explicar gran proporción de la varianza total. Por ello, es importante aislar aquellas que contribuyen mayormente a la señal (Mallants y Feyen, 1990). Para este propósito hemos utilizado un método objetivo denominado *Regla N* (Overland y Preisendorfer, 1982).

Esta regla de selección consiste básicamente en generar una serie de conjuntos de números aleatorios por el método de Monte Carlo sobre las que se aplica la descomposición singular. Posteriormente, se construye un estadístico (Preisendorfer, 1988) para los autovalores que servirá para determinar si un autovalor de la matriz de covarianza de los datos originales es significativo a un nivel de confianza determinado y, por tanto, contribuye a la señal.

Para facilitar la interpretación física de las configuraciones espaciales resultantes de este análisis se efectuó la rotación ortogonal de las componentes principales (Horel, 1981; Richman, 1986). De esta forma se consiguen estructuras espaciales más reconocibles manteniendo la independencia temporal de las componentes. El método de rotación elegido en este trabajo ha sido el método VARIMAX ya que tiende a agrupar variables interrelacionadas facilitando por consiguiente la interpretación (Walsh et al., 1982; Ashbaugh et al., 1984; Yarnal, 1993).

La interpretación de las componentes principales seleccionadas requiere asociarlas a procesos físicos atmosféricos. Tal asociación se ha llevado a cabo mediante el criterio de Molteni (Molteni et al., 1983; Alessio et al., 1989). Este criterio establece las bases necesarias para asociar las configuraciones espaciales obtenidas de la descomposición singular con situaciones sinópticas reales de la atmósfera.

El método de asociación consiste en la normalización de las componentes principales rotadas según la varianza de cada una de ellas definiendo los coeficientes normalizados, n_{ik}^r

$$n_{ik}^r = y_{ik}^r \sigma_1^{-1/2}$$

donde y_{ik}^r es el coeficiente de la i -ésima componente principal rotada para la k -ésima realización y σ_1 la varianza de dicha componente.

Para una primera i -ésima componente principal, se imponen dos condiciones a los coeficientes normalizados:

- 1) que sean significativamente altos, es decir:

$$n_{ik}^r \geq 1.5$$

2) que sean significativamente mayores que los correspondientes al resto de componentes principales según el criterio

$$n_{ik}^r \geq 2 \max(n_{jk}^r) \quad j \neq i$$

Según este procedimiento, se extrae el coeficiente normalizado n_{ik}^r más elevado que cumple ambas condiciones. Este coeficiente corresponde a un instante dado. La aplicación de este procedimiento a nuestro escenario ha permitido seleccionar objetivamente un conjunto de situaciones atmosféricas reales con máxima señal asociadas a las componentes principales seleccionadas.

En síntesis, el procedimiento seguido para establecer la asociación componente principal-situación atmosférica puede explicarse conceptualmente como sigue: las componentes principales son combinaciones lineales de las variables originales y tienen la propiedad de ser ortogonales, es decir, no estar intercorrelacionadas; para su obtención se realiza una rotación ortogonal en el espacio euclideo de dimensión M de forma que la base vectorial que define dicho espacio es el conjunto de autovectores de la matriz de

covarianza. Idealmente, cada autovector será representativo de un "estado atmosférico básico" y un día cualquiera presentará una situación atmosférica que será una combinación lineal de "estados atmosféricos básicos". Desde este punto de vista, el criterio descrito elige el día k que presenta *más afinidad* con el vector propio i , es decir, cuya situación sinóptica sea la más parecida al estado atmosférico básico asociado al autovector i , además de poseer la menor afinidad posible con cualquier otro autovector.

Los resultados obtenidos de la aplicación de este procedimiento a las discrepancias $\Delta\mathcal{F}$ en cada nivel atmosférico ha dado como resultado un conjunto de autovectores y estructuras atmosféricas asociadas. Este conjunto constituye los casos de estudio a ser analizados en la memoria. Su estudio será interpretado por la descripción de determinados campos de propiedades físicas y por determinados productos aerológicos que constituyen la base de datos secundaria.

IV.2.2. Identificación de situaciones frontogenéticas

En capítulos anteriores se ha realizado una revisión de los aspectos tanto cinemáticos y termodinámicos como dinámicos de la frontogénesis. En el estudio realizado en esta memoria sobre la función frontogenética cuasigeostrófica se ha puesto especial énfasis en la influencia que ejercen sobre ella los efectos diatérmicos asociados a los intercambios de calor latente. Es por esto, por lo que hemos propuesto una nueva función frontogenética cuasigeostrófica en la que se ha incluido un parámetro termodinámico conservativo a todos los cambios de fase del agua.

En este capítulo, se analiza el campo $\Delta\mathcal{F}$ de diferencias entre la nueva función frontogenética y la función frontogenética tradicional por descomposición singular. A cada vector se le asocia una situación atmosférica real según la metodología descrita en el apartado anterior. El análisis de los casos de estudio se ha efectuado en todos los niveles tipo. No obstante, la señal es más clara en los niveles de 700 y 500 hPa, por otra parte perfectamente razonable puesto que los procesos diatérmicos incluyendo la fase sólida suelen ser aquí más intensos.

Matemáticamente, el análisis de la descomposición singular acarrea el cálculo de una matriz de covarianza simétrica cuadrada S (de dimensión 40×40) obtenida a partir de la matriz de datos originales (365 días \times 40 puntos dato equivalen a 14600 observaciones). Mediante S y la matriz identidad I de la misma dimensión se obtuvieron 40 parejas autovector-autovalor. Los autovectores representan las combinaciones lineales ortogonales mientras que sus respectivos autovalores representan la cantidad de varianza explicada por cada uno de los autovectores. Cuando los elementos de cada autovector se multiplican por la raíz cuadrada del autovalor asociado se obtienen los pesos de la componente principal, los cuales representan la correlación entre la correspondiente componente y el punto dato. El cuadrado de cada peso indica la proporción de varianza en cada punto individual atribuible a la componente. Cuando estos pesos se representan espacialmente se pueden dibujar isopletas de pesos de la componente. En nuestro caso, se representan isopletas de pesos de valor mayor o igual a 0.3 para asegurar la significancia de la correlación.

El número exacto de componentes que han sido retenidas fue determinado mediante la aplicación de la *Regla N* que sugiere una solución de seis componentes que explican aproximadamente un 40% de varianza original (Fig. IV.2a y IV.2b). El conjunto de datos meteorológicos original, que

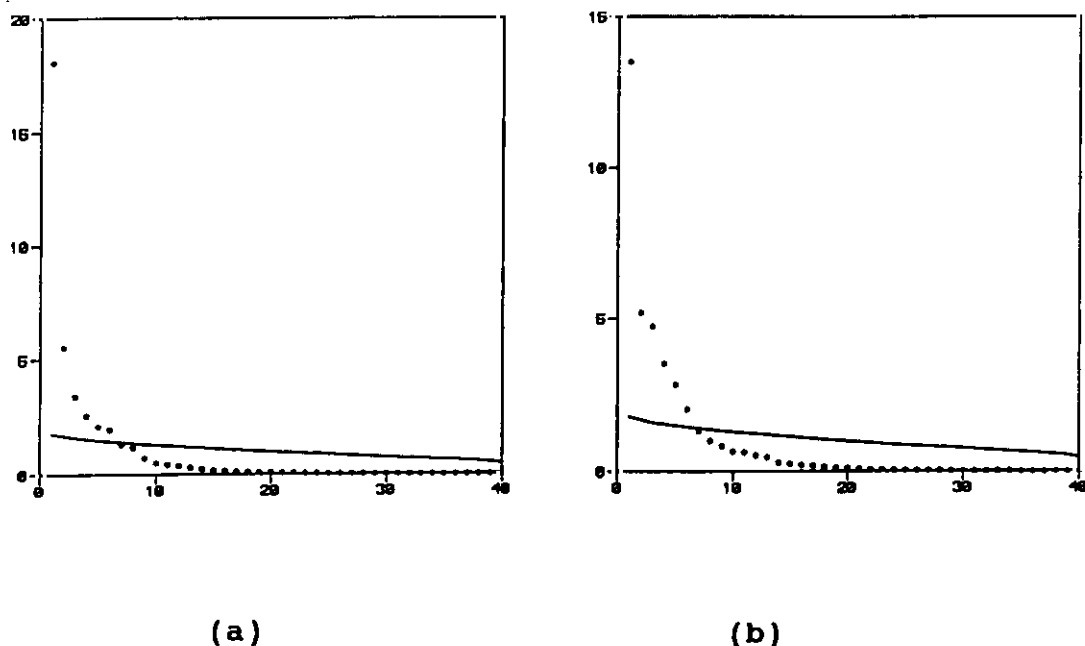


Figura IV.2: Representación gráfica de la Regla N de selección de vectores propios del campo $\Delta\mathcal{F}$ para las topografías de: (a) 700 hPa y (b) 500 hPa. En el eje de abscisas se representa el índice de numeración de autovalores y en el de ordenadas, los autovalores normalizados.

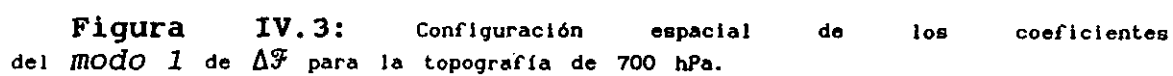
contenía 40 variables colineales, ha sido pues así transformado en uno, que sólo contiene seis variables ortogonales y, por tanto, independientes y que, sin embargo, explican gran cantidad de la variabilidad total del conjunto completo de datos. La siguiente etapa del método de detección consistió en la identificación mediante el criterio de Molteni de las estructuras atmosféricas diarias reales que más se ajustan a los patrones medios

seleccionados en la etapa anterior. Este método permite describir y examinar las condiciones de la atmósfera en altura. Las características aisladas son relacionables con patrones de presión, estabilidad, movimientos verticales y convección diagnosticada por medio de parámetros óptimos. Esperamos que este procedimiento sea útil para desarrollar estudios más exhaustivos sobre este tema. Procediendo de esta manera las estructuras seleccionadas de la descomposición singular del campo $\Delta\mathcal{F}$ fueron las correspondientes a los siguientes modos:

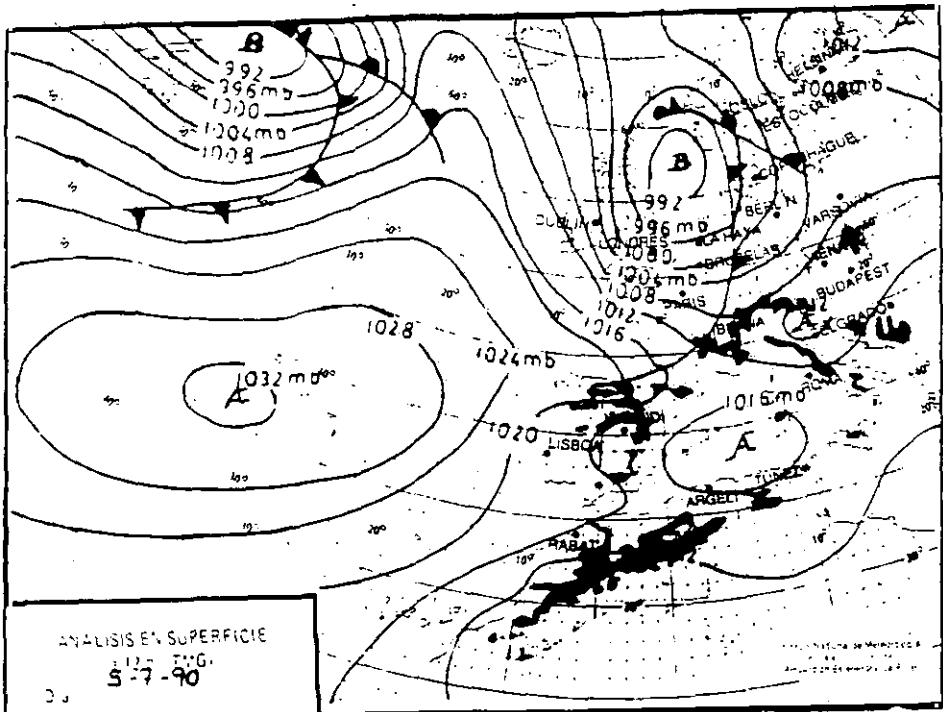
MODO 1

La aplicación de la metodología anteriormente expuesta seleccionó como primer modo de variación la estructura correspondiente a $k = 187$ (correspondiente a la fecha 5 de Julio de 1990). Este modo distingue un régimen con un marcado máximo de coeficientes sobre la parte nororiental peninsular. Tanto en la superficie de 700 como en 500 hPa los patrones resultan idénticos, por lo que solamente presentamos la representación de 700 hPa (Fig. IV.3). Los altos coeficientes de este autovector indican la existencia de grandes discrepancias entre las funciones frontogenéticas \mathcal{F} y \mathcal{F}^* .

La situación meteorológica correspondiente a este modo muestra en superficie (Fig. IV.4a) el Anticiclón Atlántico restringiendo la circulación zonal a la parte más septentrional de la Península Ibérica como queda de manifiesto por el paso sólo de la parte inferior del frente frío de la borrasca ondulatoria situada al este de las Islas Británicas. En altura (Fig. IV.4b) se observa una vaguada centrada al este de las Islas Británicas con intensa circulación zonal sobre la parte septentrional peninsular, mientras que la zona más meridional queda bajo la influencia de las altas presiones. La máxima discrepancia observada



(a)



(b)

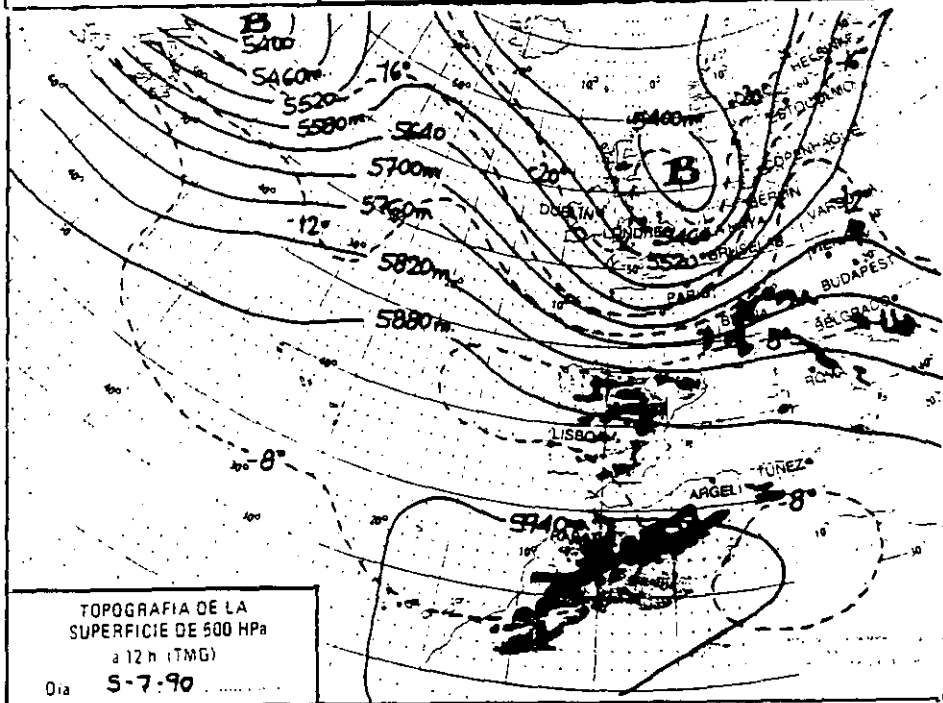


Figura IV.4: Situación sinóptica correspondiente al día 5 de Julio de 1990 a las 12 horas: (a) Análisis en superficie; (b) Análisis en 500 hPa (contornos de geopotencial en línea continua e isotermas en discontinua). Sobre la topografía de 500 hPa está superpuesta la corriente en chorro (flecha a trazo grueso) observada en la topografía de 300 hPa.

entre \mathcal{F} y \mathcal{F}^* en la parte sur pirenaica podría ser forzada orográficamente por los Pirineos por el efecto de deflexión anticiclónica a barlovento y sobre la cadena montañosa. Este efecto induce una vaguada a sotavento ayudando al desarrollo de la baja térmica peninsular.

Para profundizar en el análisis sinóptico se procedió a la evaluación de la advección térmica ($-\mathbf{v} \cdot \nabla T$) sobre la rejilla en estudio. La Figura IV.5a muestra el campo de advección de temperatura para esta situación atmosférica. En ella se observan valores débilmente negativos, correspondientes a advección fría, sobre la zona septentrional de la Península Ibérica coincidiendo con la zona trasera del frente frío que atraviesa la parte norte peninsular como se apreciaba en la Figura IV.4. En el cuadrante suroccidental se observan valores positivos, correspondientes a débil advección cálida, relacionados con la circulación anticiclónica observable en dicha zona (Figura IV.4).

La representación de la advección geostrófica de vorticidad absoluta ($-\mathbf{v} \cdot \nabla \eta$) se ilustra en la Figura IV.5b para la topografía de 700 hPa. Se aprecia un fuerte núcleo de advección de vorticidad anticiclónica (superior en magnitud a $-24 \times 10^{-9} \text{ s}^{-2}$) situado sobre el centro de Portugal, presentando el resto de la Península altos valores de

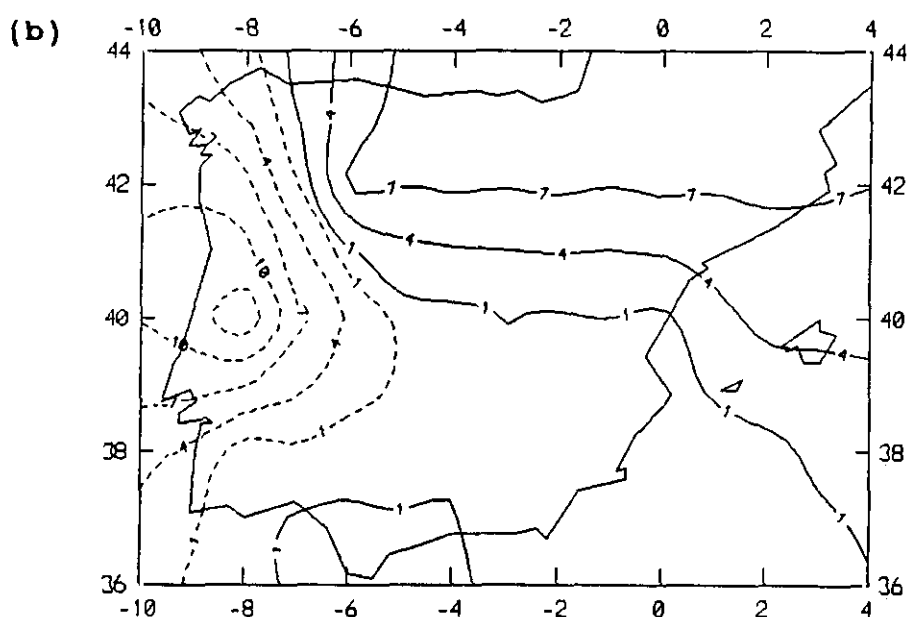
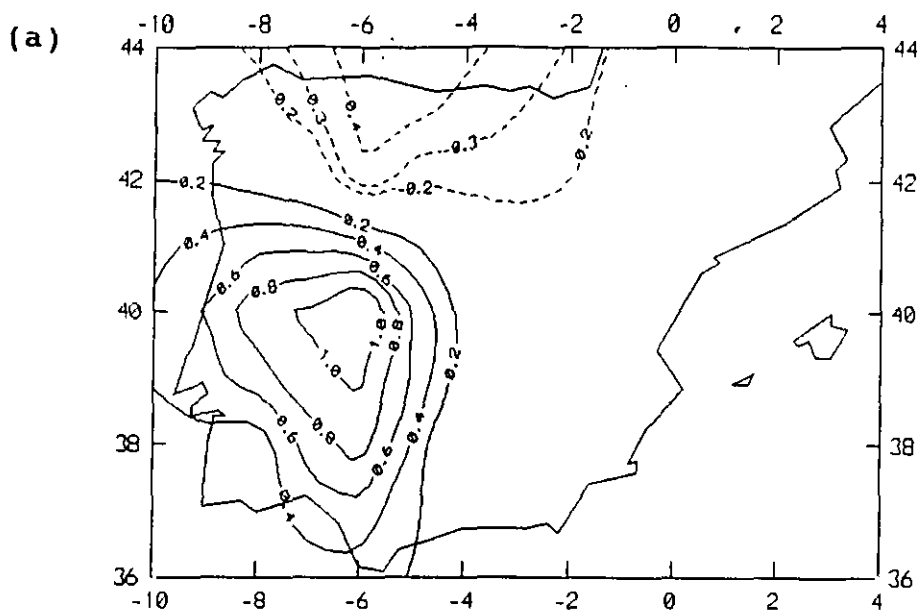


Figura IV.5: Representación para el día 5 de Julio de 1990 a las 12 horas en la topografía de 700 hPa de advección de: (a) temperatura; (b) vorticidad absoluta. El intervalo entre isolíneas es de 10^{-7} K s^{-1} para la advección térmica y de 10^{-9} s^{-2} para la advección de vorticidad. Las líneas continuas (discontinuas) indican advección cálida (fría) y advección de vorticidad ciclónica (anticiclónica).

advección de vorticidad ciclónica sobre la cornisa Cantábrica asociados a la zona trasera del frente frío.

Merece la pena destacar que en esta situación los campos de advección térmica y de vorticidad están en fase, destacándose en el cuadrante nororiental un máximo secundario de advección de vorticidad que nos indicaría la dirección de propagación del frente. La simultaneidad de fase de las advecciones indica un reforzamiento de la situación anticiclónica sobre la Península Ibérica.

El campo de movimiento vertical en 500 hPa (Fig. IV.6a) muestra un núcleo de movimientos ascendentes de unos $-12 \mu\text{b/s}$ sobre la parte occidental con menor valor absoluto que el día anterior (del orden de $-20 \mu\text{b/s}$) y movimientos subsidentes sobre el sureste peninsular. El debilitamiento de los movimientos ascendentes se debe al reforzamiento del anticiclón sobre la Península. Este área de ascendencias está localizada sobre la zona de vientos mínimos en altura según reporta el sondeo, lo que apoya la atenuación de los movimientos ascendentes y viene a poner de relieve una estructura de atmósfera acoplada mediante ajustes de masa y momento.

Para el cálculo de la estabilidad se procedió a la determinación de los parámetros convectivos energía

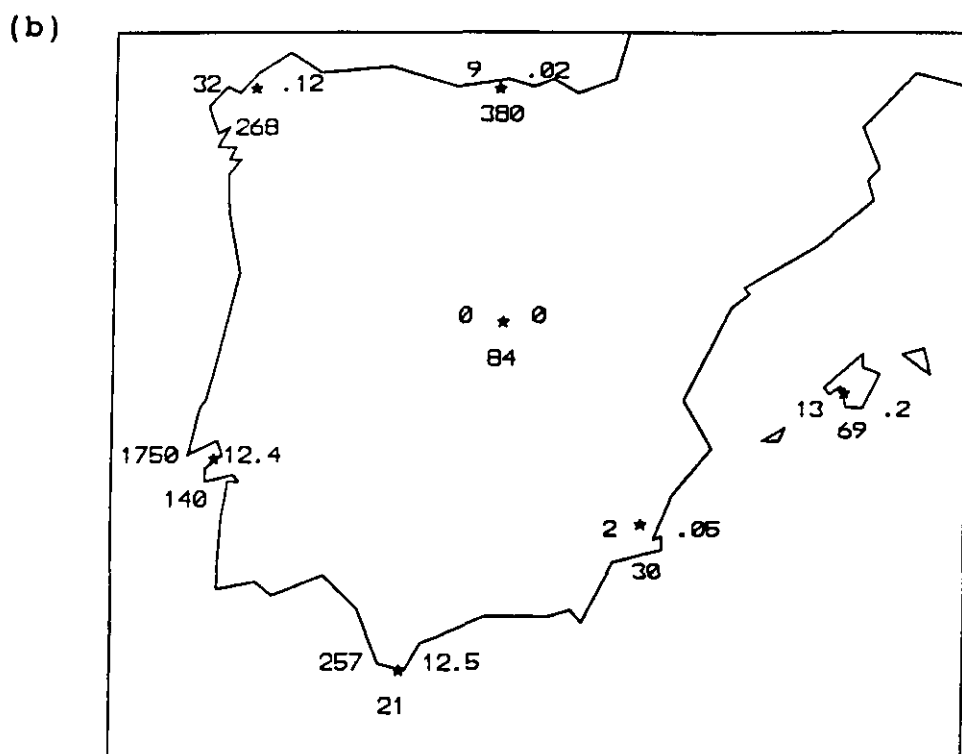
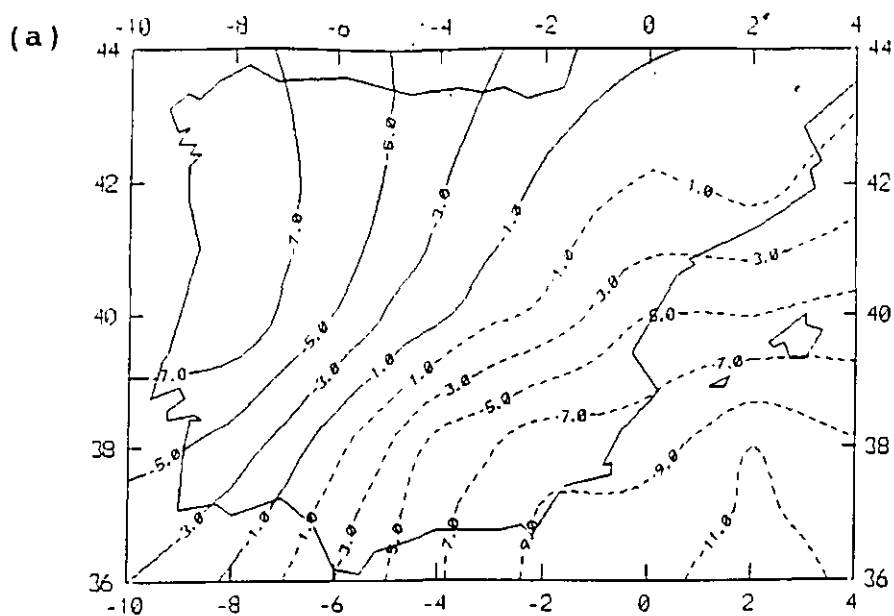


Figura IV.6: Representación para el día 5 de Julio de 1990 a las 12 horas de: (a) movimiento vertical en la topografía de 500 hPa. El intervalo entre isolíneas es de $1 \mu b s^{-1}$. Las líneas continuas (discontinuas) indican movimientos ascendentes (descendentes); (b) CAPE (a la izquierda de cada observatorio), número de Richardson global (a la derecha) y cizalladura vertical del viento (debajo).

potencial convectiva disponible, cizalladura vertical del viento y número de Richardson global. Los valores de energía potencial convectiva disponible son bajos en todas las estaciones de radiosondeo (con tan sólo un valor alto de 1750 JKg^{-1} sobre Lisboa) no detectándose pues características de inestabilidad convectiva generalizadas relevantes. Este valor según la información consultada corresponde en general a un valor moderado de CAPE pero altos para los habituales en la Península Ibérica. Esta característica de estabilidad de la atmósfera viene reforzada por bajos valores de cizalladura observados a excepción de los Observatorios de Santander y La Coruña (del orden de unos 20 m s^{-1}) los cuales están situados en la parte trasera del frente (Fig. IV.6b). Este modo es pues representativo de un estado de estabilidad atmosférica asociado a condiciones de débil convección sobre la Península Ibérica.

Para tener una idea del grado frontogenético sobre el dominio de estudio, hemos representado en la Figura IV.7 los campos de función frontogenética tradicional, \mathcal{F} , y los de función frontogenética generalizada, \mathcal{F}^* , respectivamente, en el nivel de 700 hPa. Comparando las Figuras IV.7a y IV.7b se observan valores residuales negativos de función frontogenética \mathcal{F} (frontolisis) intensificándose éstos para la función frontogenética generalizada, \mathcal{F}^* . Si bien la zona

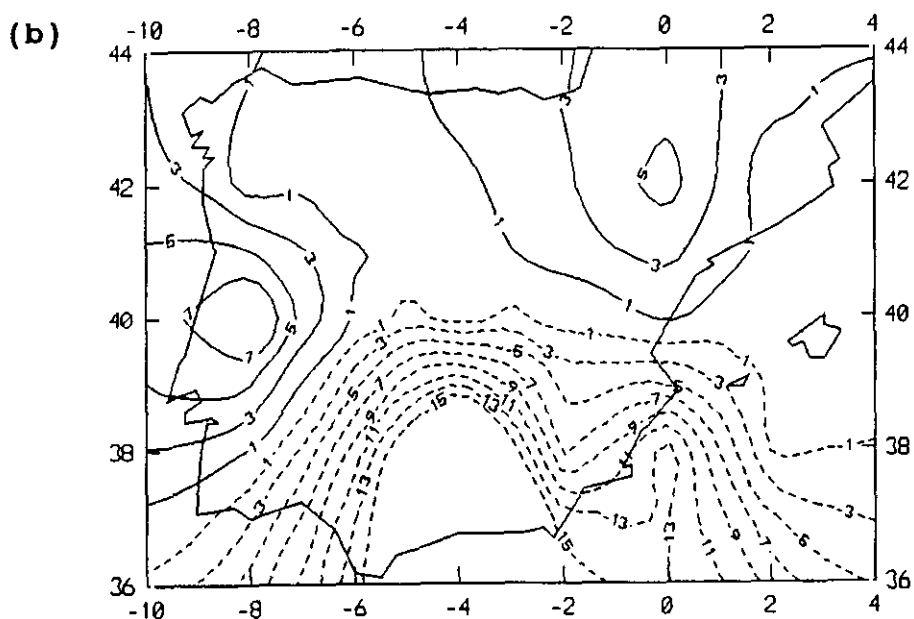
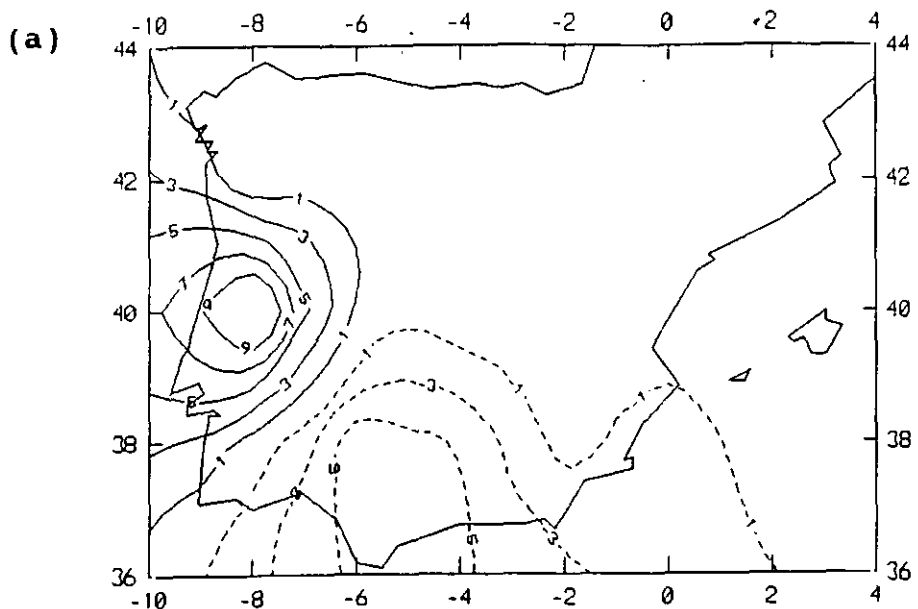


Figura IV.7: Representación para el día 5 de Julio de 1990 a las 12 horas en la topografía de 700 hPa de: (a) función frontogenética tradicional \mathcal{F} ; (b) función frontogenética generalizada \mathcal{F} . El intervalo entre isolíneas es de $10^{-10} \text{ K m}^{-1} \text{ s}^{-1}$. Las líneas continuas (discontinuas) indican frontogénesis (frontolisis).

occidental presenta valores de función frontogenética positivos equiparables en ambos casos, la función \mathcal{F} es incapaz de detectar una zona en génesis como lo hace la función \mathcal{F}^* sobre la zona pirenaica. Efectivamente, si comparamos ambos campos con los del día anterior (Fig. IV.8a y b) conviene destacar asimismo que los dos campos frontogenéticos se detectan sobre la parte occidental peninsular, si bien con mucha mayor intensidad mediante la función \mathcal{F}^* . Observamos que en el día anterior no se presentaba el núcleo frontogenético pirenaico, lo que viene a reforzar el análisis sinóptico desarrollado anteriormente que básicamente contemplaba la disminución de frontogénesis en la parte occidental y desarrollo frontogenético positivo sobre la parte septentrional peninsular.

La evolución frontogenética por medio de la función tradicional \mathcal{F} hubiese sido incapaz de describir el estado de desarrollo frontogenético en el tercio norte peninsular. Sin embargo, la función \mathcal{F}^* detecta claramente este proceso, además de aumentar la definición y resolución de los campos frontogenéticos. El potencial de esta función es extraordinario si tenemos en cuenta la situación reportada por el Instituto Nacional de Meteorología. El parte meteorológico correspondiente a esta situación indicaba cielo muy nuboso con precipitaciones en el tercio norte peninsular. Según la evolución de \mathcal{F}^* se apreciaba un

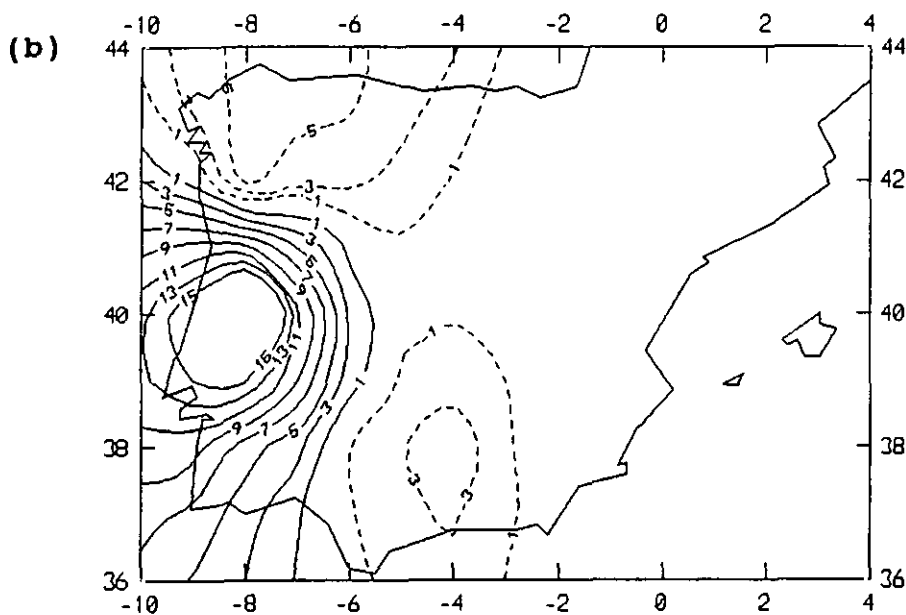
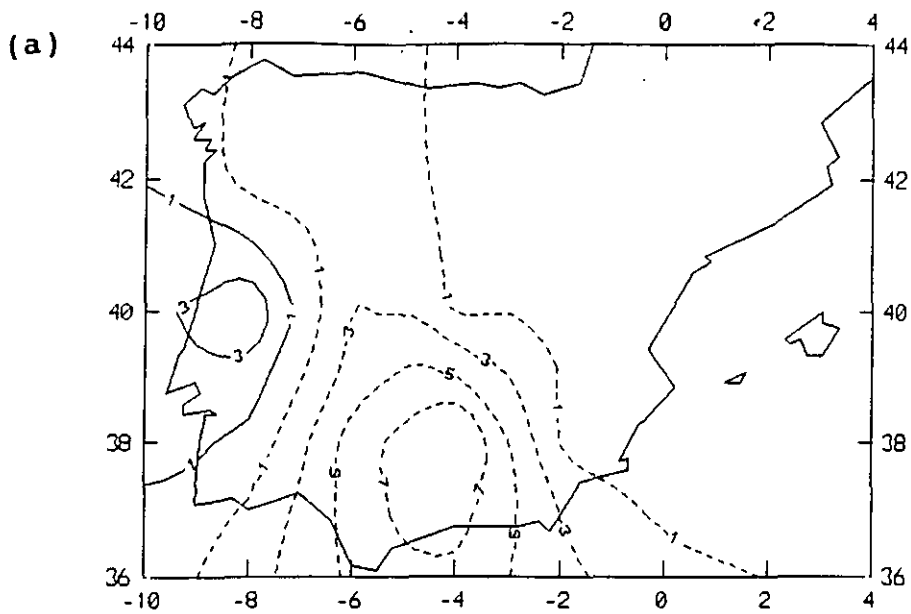


Figura IV.8: Representación para el día 4 de Julio de 1990 a las 12 horas en la topografía de 700 hPa de: (a) función frontogénica tradicional \mathcal{F} ; (b) función frontogénica generalizada \mathcal{F} . El intervalo entre isolíneas es de $10^{-10} \text{ K m}^{-1} \text{ s}^{-1}$. Las líneas continuas (discontinuas) indican frontogénesis (frontolisis).

significativo desarrollo positivo de esta función, coherente con estas observaciones, y desarrollo nulo si se hubiese analizado únicamente mediante la función frontogenética tradicional. Más aún, si expresamos el campo de desarrollo frontogenético para ambas funciones \mathcal{F} y \mathcal{F}^* por $D\mathcal{F}$ y $D\mathcal{F}^*$, respectivamente, como:

$$D\mathcal{F} = \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial t} \approx \frac{\mathcal{F}_1 - \mathcal{F}_{1-1}}{\Delta t}$$

$$D\mathcal{F}^* = \frac{\partial \mathcal{F}^*}{\partial t} \approx \frac{\mathcal{F}_1^* - \mathcal{F}_{1-1}^*}{-\Delta t}$$

donde $\Delta t = 1$ día, y las calculamos y representamos, se obtienen los campos de desarrollo que se representan en la Figura IV.9. El campo $D\mathcal{F}$ indica desarrollo poco acorde con la situación sinóptica descrita, mientras que el campo $D\mathcal{F}^*$ contiene una descripción bastante exacta de la situación sinóptica real con un desarrollo frontolítico sobre la parte meridional, claramente diferenciado de desarrollo frontogenético sobre el tercio norte peninsular. En éste se indican las zonas o nucleos frontogenéticos positivos o negativos con signos + y - para indicar áreas donde el desarrollo procede de una situación menos frontogenética y se desarrolla a más frontogenética (signo +), y al revés,

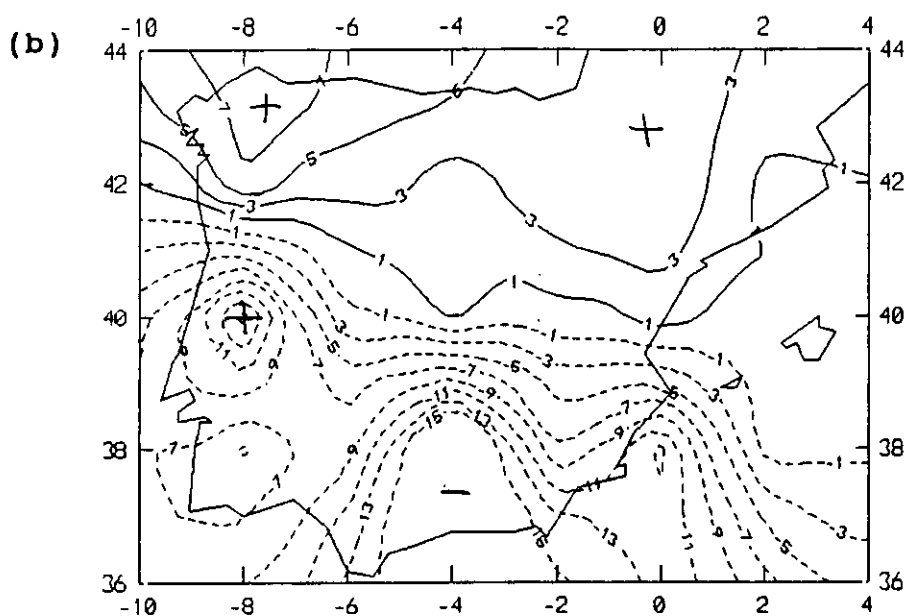
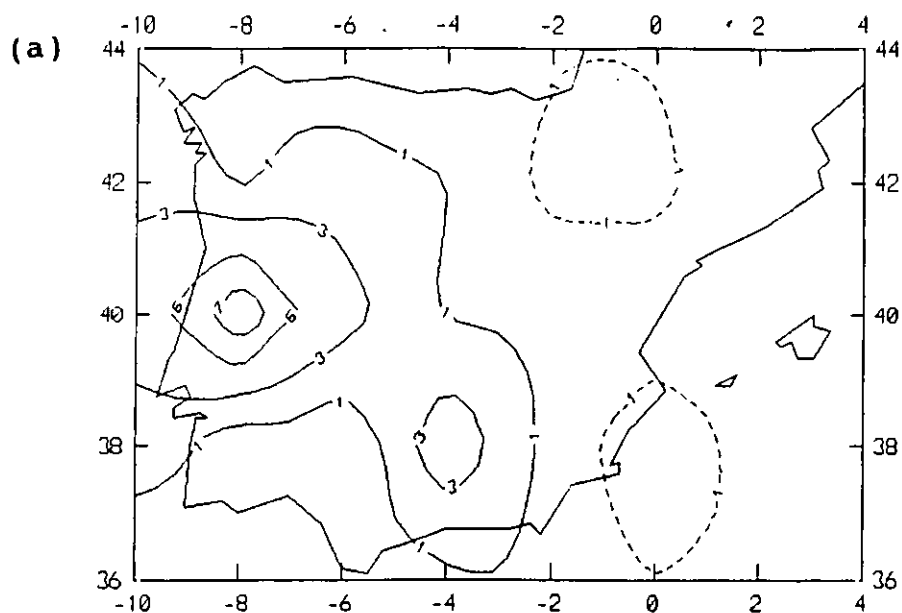


Figura IV.9: Representación para el día 5 de Julio de 1990 a las 12 horas en la topografía de 700 hPa de los campos de desarrollo de: (a) función frontogenética tradicional \mathcal{F} ; (b) función frontogenética generalizada \mathcal{F} . El intervalo entre isolíneas es de $10^{-10} \text{ K m}^{-1} \text{ s}^{-1}$. Las líneas continuas (discontinuas) indican desarrollo frontogénico (frontolítico).

para el segundo signo. Así, por ejemplo, en la Figura IV.9b, observamos un núcleo sobre la parte central de Portugal con desarrollo negativo (líneas discontinuas) pero su estado medio corresponde a un estado de frontogénesis (signo +).

MODO 2

La representación de los coeficientes del segundo autovector del campo ΔT se ilustra en la Figura IV.10, para la topografía de 700 hPa. Esta configuración muestra altos coeficientes sobre la zona meridional de la Península Ibérica, con un máximo situado en Andalucía oriental.

En la situación atmosférica asociada a este modo ($k = 312$) se observa en superficie (Fig. IV. 11a) que la célula más próxima a la Península Ibérica es una borrasca muy profunda de unos 970 mb centrada en el Atlántico Norte ($47^{\circ}\text{N}, 37^{\circ}\text{W}$), aproximadamente. La Península queda afectada por una secuencia de frentes fríos en estado de disipación descolgados del frente principal. En altura (Fig. IV.11b), las isohipsas muestran difluencia sobre la Península. Se recogieron precipitaciones en la práctica totalidad de la Península siendo en general débiles en el Mediterráneo oriental y moderadas en la mitad occidental peninsular. Las temperaturas fueron suaves, en general, siendo superiores a las normales para la época del año.

La Figura IV.12 muestra las advecciones de temperatura y de vorticidad en 700 hPa. Ambos campos presentan débiles advecciones si bien con tendencia a estar en fase lo que

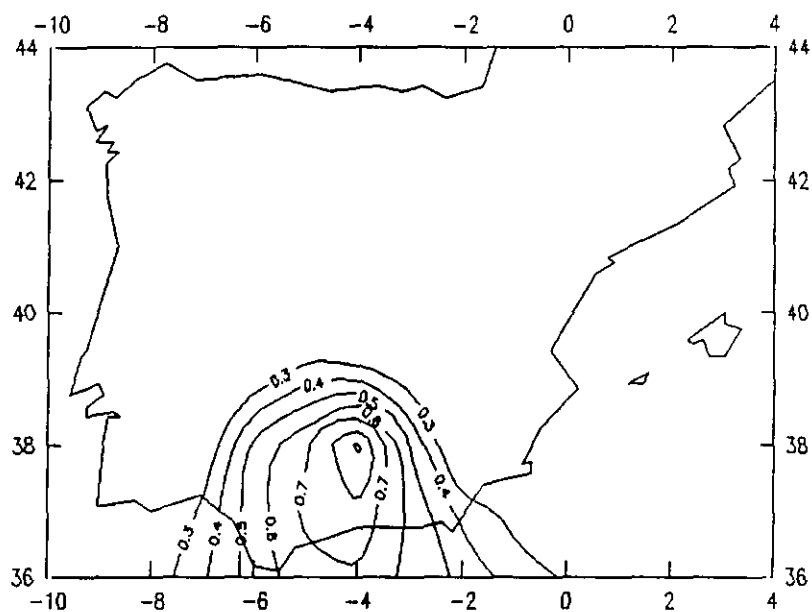


Figura IV.10: Configuración espacial de los coeficientes del *modo 2* de ΔT para la topografía de 700 hPa.

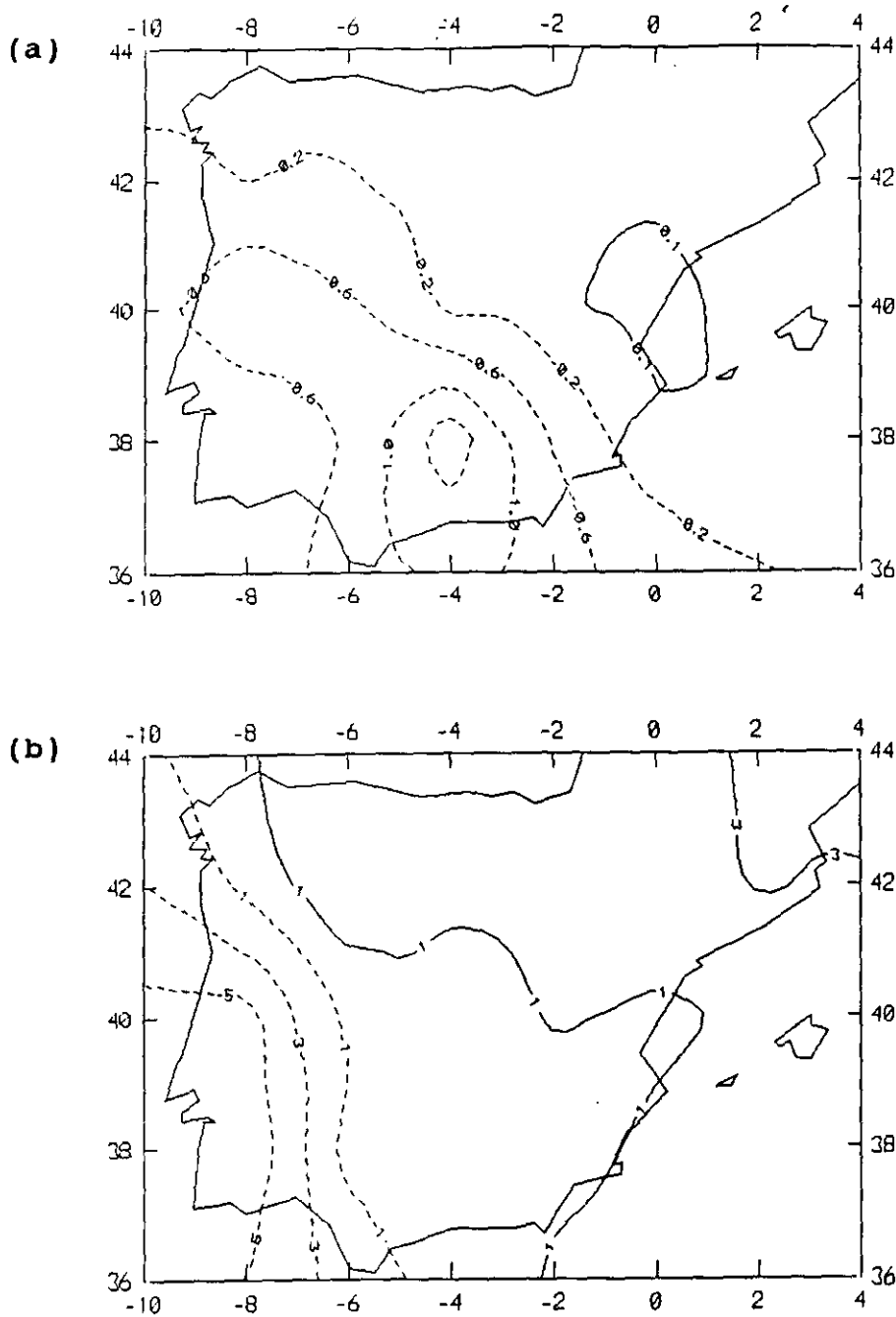


Figura IV.12: Representación para el día 8 de Noviembre de 1990 a las 12 horas en la topografía de 700 hPa de advección de: (a) temperatura; (b) vorticidad absoluta. El intervalo entre isolíneas es de 10^{-7} K s^{-1} para la advección térmica y de 10^{-9} s^{-2} para la advección de vorticidad. Las líneas continuas (discontinuas) indican advección cálida (fría) y advección de vorticidad ciclónica (anticiclónica).

indica, a su vez, una tendencia a un debilitamiento de la situación frontal.

Observando el campo de movimientos verticales (Fig. IV.13a) solamente se aprecian movimientos descendentes organizados de relevancia sobre la mitad sur peninsular en forma de núcleo que viene a coincidir con la estructura del campo $\Delta\mathcal{F}$.

Si observamos la representación de los valores de energía potencial disponible convectiva, cizalladura vertical del viento y número de Richardson global sobre la Península (Fig. IV.13b) observamos que, en general, se aprecian valores bajos de CAPE y Ri y, por contra, valores de moderados a altos de cizalladura para la región occidental de estudio. Conviene resaltar que estos valores son mayores que los correspondientes del día anterior (no mostrados aquí para mayor claridad de exposición). Estas grandes variaciones de cizalladura suelen obedecer en la mesoscala al paso de ondas cortas o frentes. La zona balear presenta un régimen claramente distinto con bajas cizalladura y CAPE, y con un valor relativamente alto de número de Richardson. Estos parámetros no obedecen a un régimen frontogenético como vemos en la Figura IV.14b donde la frontogénesis es prácticamente nula. En esta figura se describen los campos \mathcal{F} y \mathcal{F}^* como hicimos para el modo

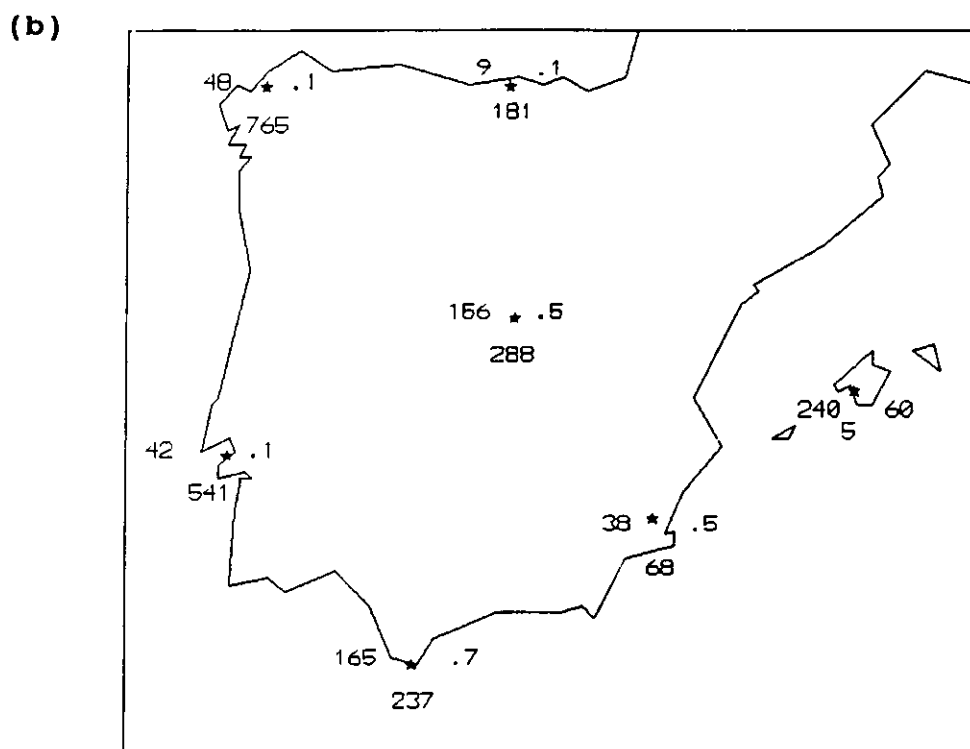
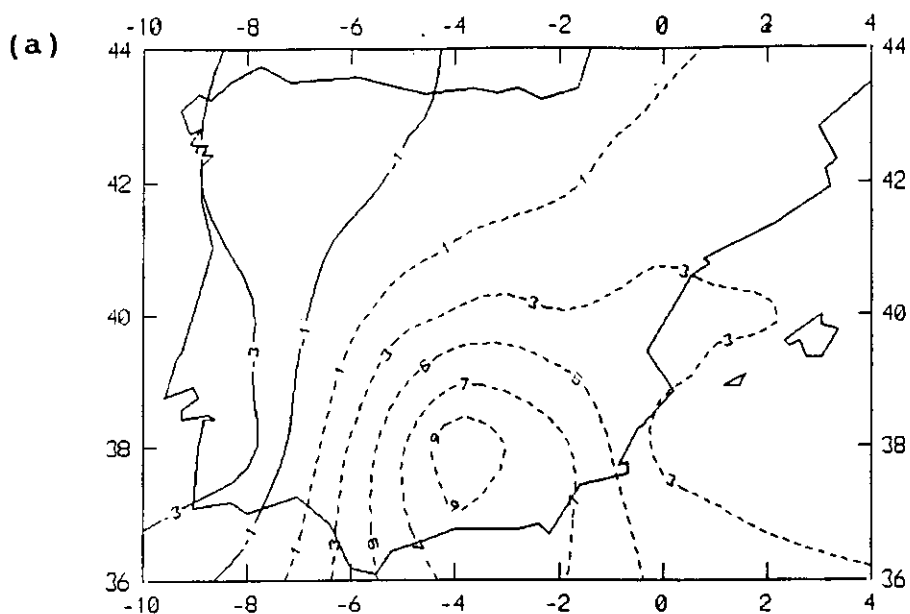


Figura IV.13: Representación para el día 8 de Noviembre de 1990 a las 12 horas de: (a) movimiento vertical en la topografía de 500 hPa. El intervalo entre isolíneas es de $1 \mu b s^{-1}$. Las líneas continuas (discontinuas) indican movimientos ascendentes (descendentes); (b) CAPE (a la izquierda de cada observatorio), número de Richardson global (a la derecha) y cizalladura vertical del viento (debajo).

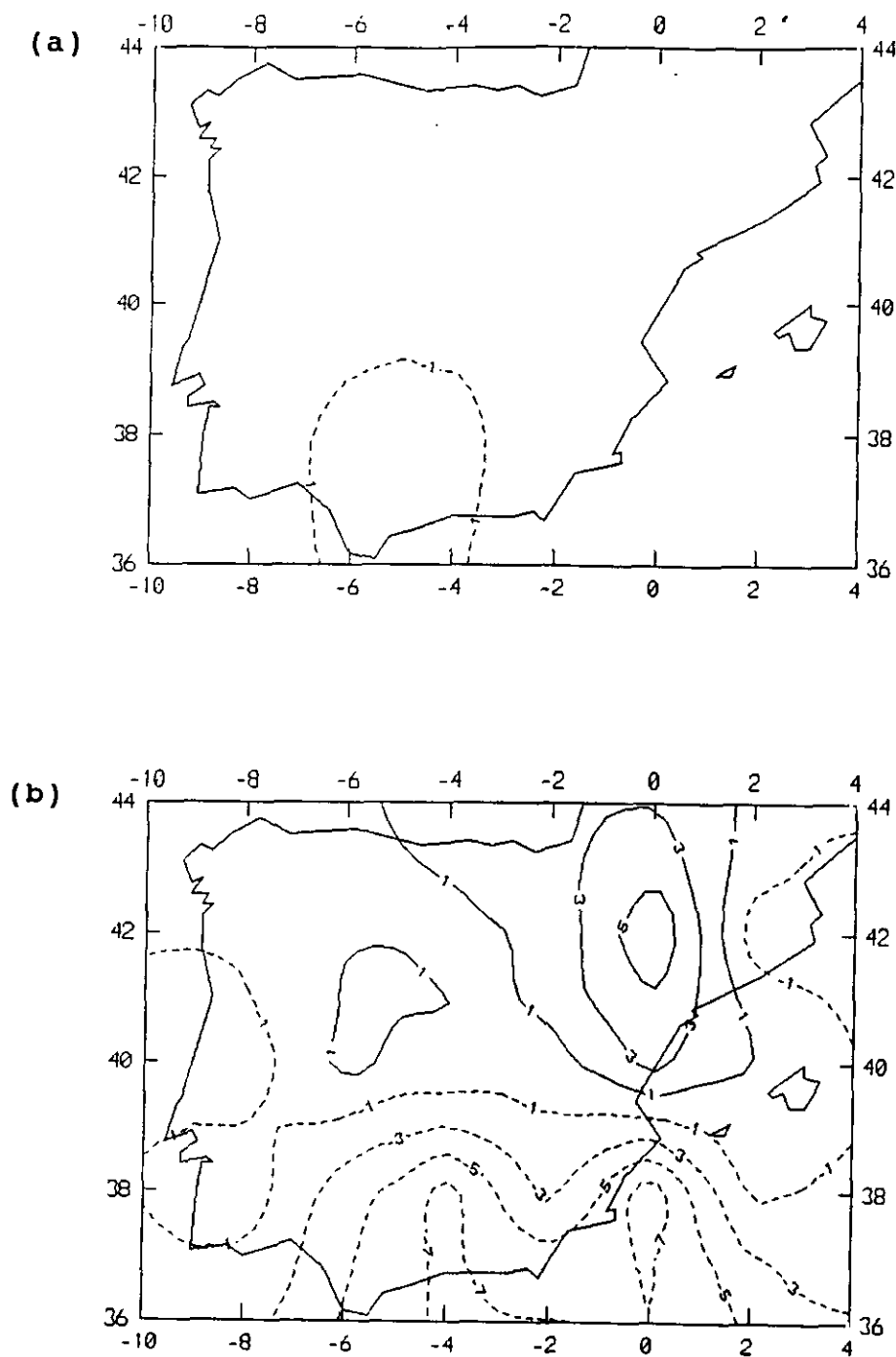


Figura IV.14: Representación para el día 8 de Noviembre de 1990 a las 12 horas en la topografía de 700 hPa de: (a) función frontogenética tradicional \mathcal{F} ; (b) función frontogenética generalizada \mathcal{F}^* . El intervalo entre isolíneas es de $10^{-10} \text{ K m}^{-1} \text{ s}^{-1}$. Las líneas continuas (discontinuas) indican frontogénesis (frontolisis).

anterior. Nos restringiremos a la descripción del campo \mathcal{F}^* ya que \mathcal{F} no presenta estructura alguna. Efectivamente, en la zona mediterránea balear la frontogénesis es prácticamente nula lo que indica un rasgo importante como veremos más adelante.

El diagrama de variables conservativas (Fig. IV.15) presenta un gráfico claro de la estructura de la capa límite convectiva. Se observa una transición entre dos líneas de mezcla; una más baja correspondiente a la capa subnubosa, por debajo de 900 hPa y, otra entre 850 y algo menos de 700 hPa. El mantenimiento de dos capas separadas sugiere la posibilidad de dos poblaciones nubosas distintas. Es posible que la convección cumular intermitente (en tiempo y espacio), con ascendencias precipitantes y descendencias originadas por la evaporación de la precipitación puedan producir esta estructura. Nicholls (1984) observó este desacoplamiento y lo atribuyó a la evaporación existente por debajo de la base de las nubes (estratocúmulos) y a la reducción del enfriamiento radiativo en la cima de la capa nubosa. Según este esquema, parecen pues lógicos los valores de parámetros observados y la descripción sinóptica realizada.

El campo de evolución de la función frontogenética se presenta en la Figura IV. 16. Se aprecia, para la \mathcal{F}^* , la

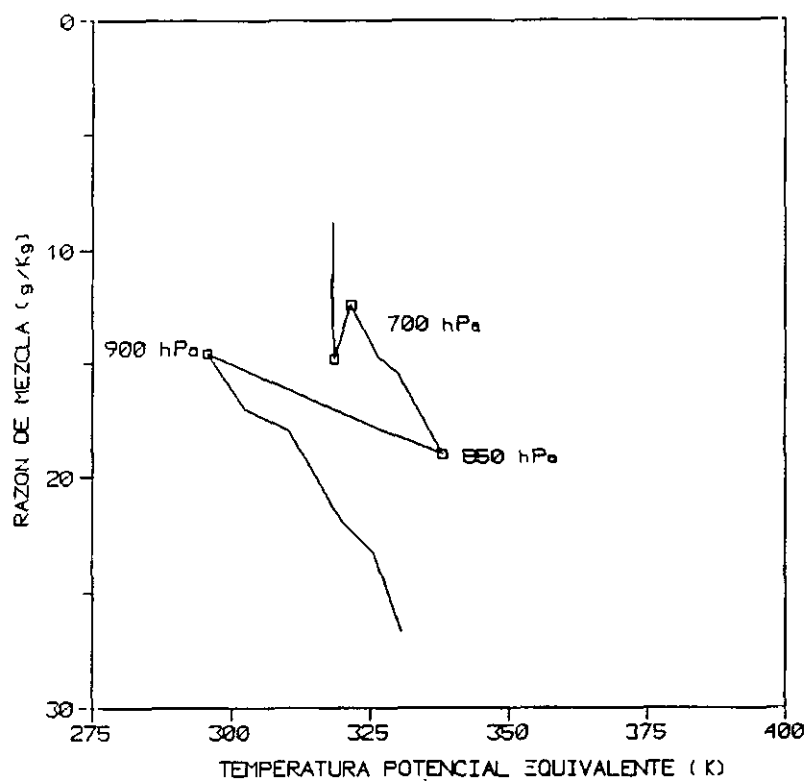


Figura IV.15: Diagrama de variables conservativas (θ_e, r_t) del día 8 de Noviembre de 1990 a las 12 horas en el Observatorio de Gibraltar.

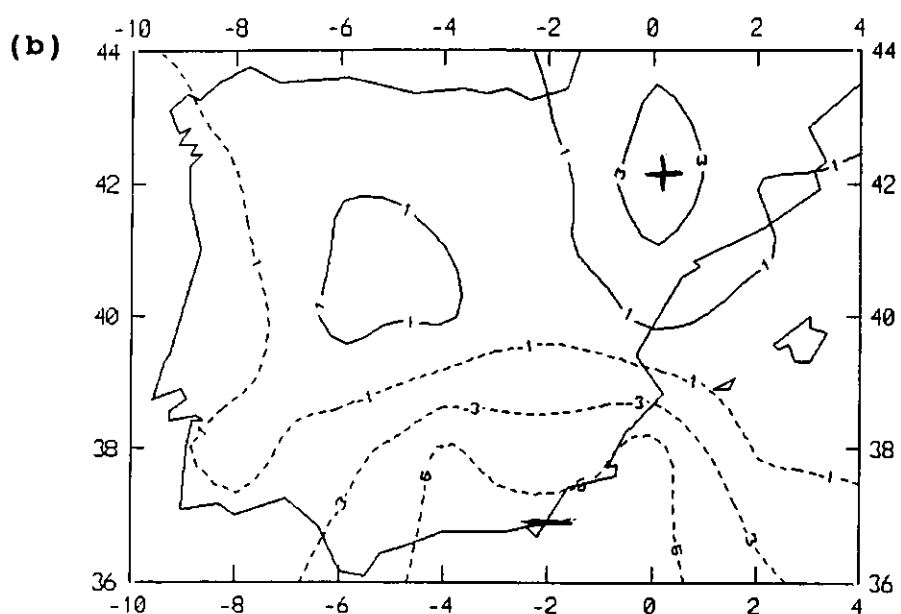
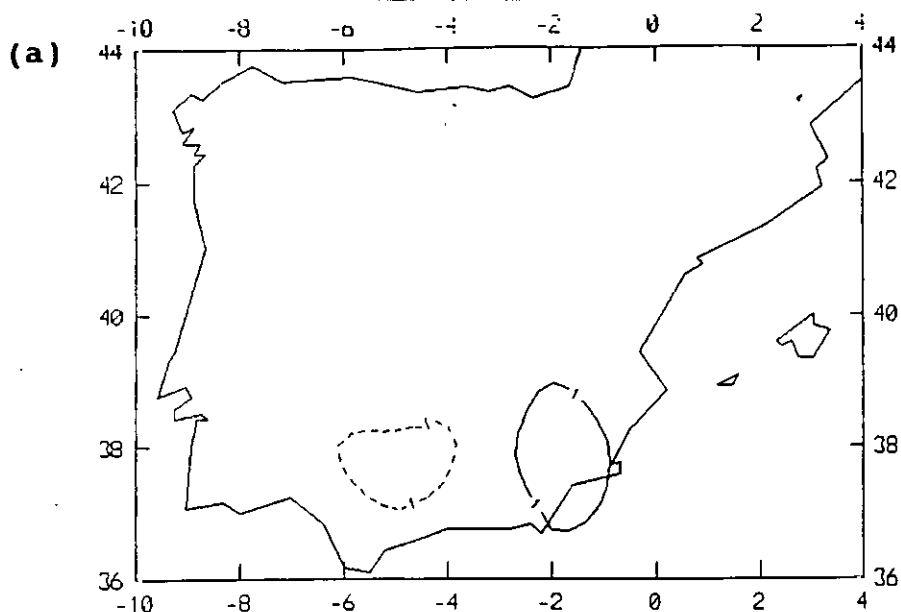


Figura IV.16: Representación para el día 8 de Noviembre de 1990 a las 12 horas en la topografía de 700 hPa de los campos de desarrollo de: (a) función frontogenética tradicional \mathcal{F} ; (b) función frontogenética generalizada \mathcal{F} . El intervalo entre isolíneas es de $10^{-10} \text{ K m}^{-1} \text{ s}^{-1}$. Las líneas continuas (discontinuas) indican desarrollo frontogenético (frontolítico).

zona meridional peninsular con un claro desarrollo frontogenético negativo o lo que es equivalente, con un desarrollo frontolítico marcado. Por contra, la mitad septentrional presenta comportamiento contrario con desarrollo positivo y la zona mediterranea balear en un estadio de desarrollo nulo. Estos aspectos confieren a la zona sur un carácter inhibidor del desarrollo vertical de las nubes contrario a la zona nororiental. Sin embargo, en la zona balear el régimen no es ni frontogenético ni presenta evolución frontogenética, caracterizándose los valores convectivos mostrados en la Figura IV. 13b por una situación tormentosa local. Como consecuencia de todo esto, este segundo modo está asociado a un estado de frontogénesis negativa o frontolítica.

MOD0 3

Las configuración espacial correspondiente al tercer autovector del campo $\Delta \mathcal{F}$ se presenta en la Figura IV.17 para la topografía de 700 hPa. Resalta una zona de altos coeficientes centrada sobre Galicia adentrándose hacia la Meseta Peninsular.

En superficie, se presenta una situación anticiclónica (Fig. IV. 18a) con isobaras cerradas de 1040 hPa sobre centroeuropa ($k = 74$). Una profunda borrasca se sitúa cerca de Islandia con varios sistemas frontales asociados que se desplazan hacia el norte por el borde occidental del anticiclón. En la topografía de 500 hPa (Fig. IV.18b), se observa una amplia dorsal estacionaria con inclinación SW-NE que lleva asociada tiempo seco, cálido y persistente. Esta configuración es típica de una situación de bloqueo a la progresión de los sistemas baroclínicos dentro de la franja latitudinal de flujos del oeste.

Las advecciones de temperatura y de vorticidad absoluta, así como el movimiento vertical, para esta situación presentan valores poco significativos por lo que creemos innecesario su representación gráfica.

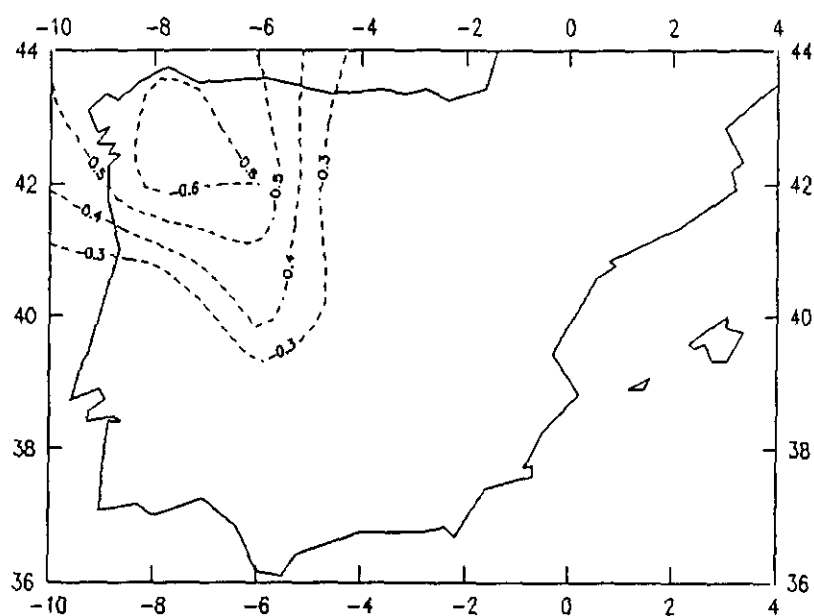
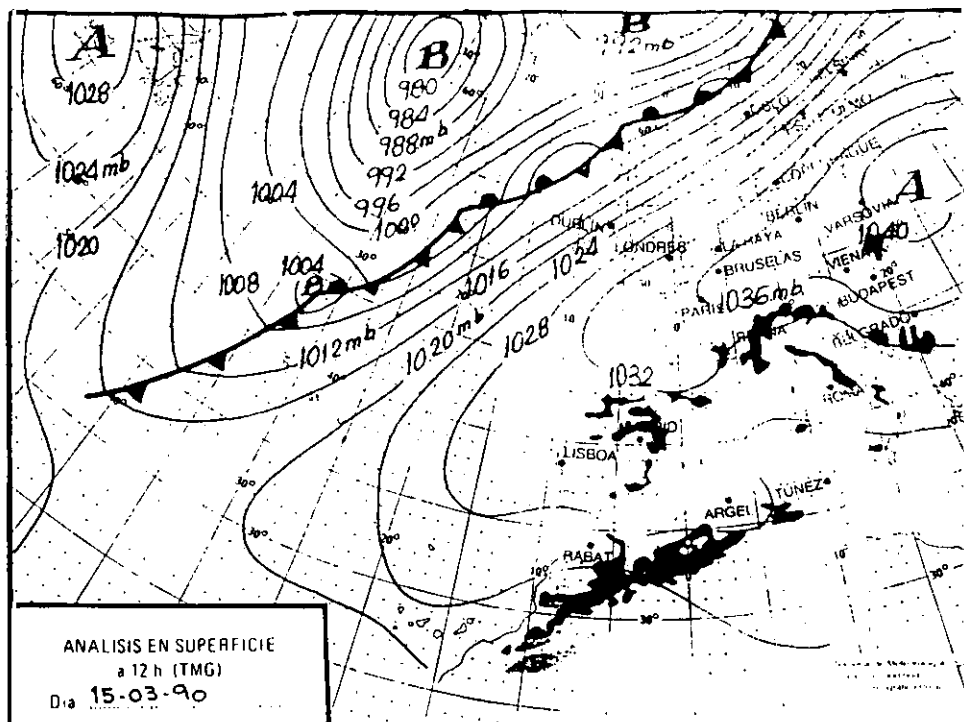


Figura IV.17: Configuración espacial de los coeficientes del modo 3 de ΔT para la topografía de 700 hPa.

(a)



(b)

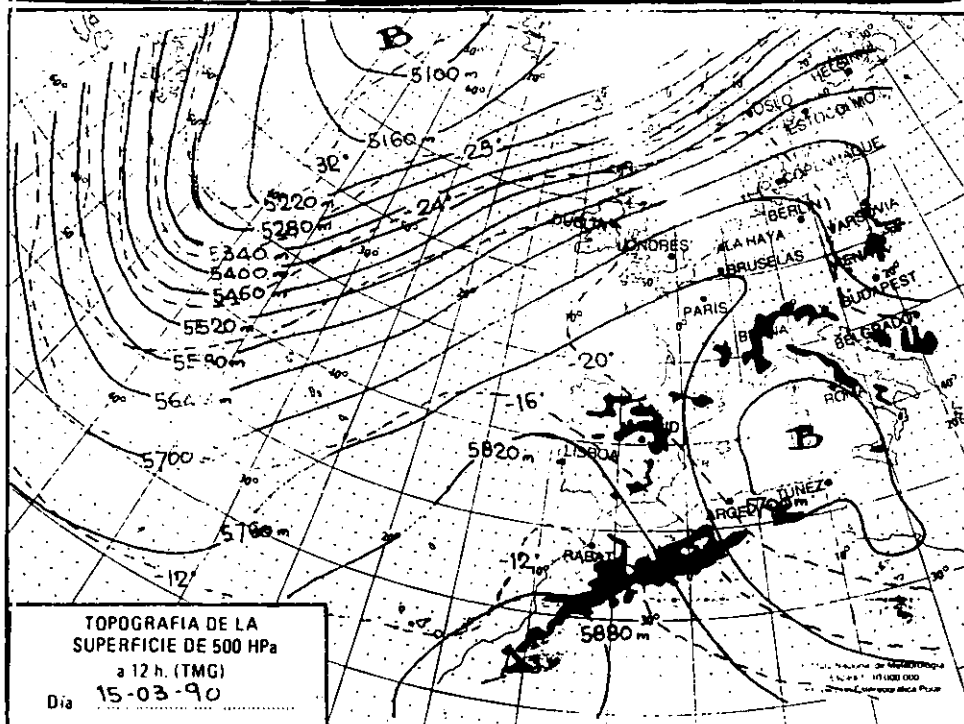
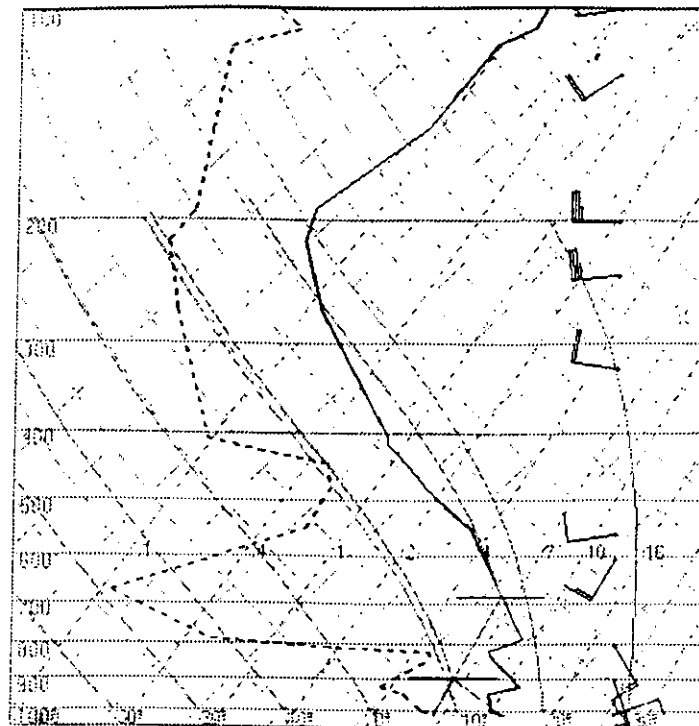


Figura IV.18: Situación sinóptica correspondiente al día 15 de Marzo de 1990 a las 12 horas: (a) Análisis en superficie; (b) Análisis en 500 hPa (contornos de geopotencial en línea continua e isotermas en discontinua). Sobre la topografía de 500 hPa está superpuesta la corriente en chorro (flecha a trazo grueso) observada en la topografía de 300 hPa.

En esta situación atmosférica, se producen dos tipos de sondeos diferenciados (Fig. IV. 19): uno para la Península y otro para las Islas Baleares. En el primero (Fig. IV. 19a) no se aprecia inestabilidad convectiva y la advección es muy atenuada mientras que en el sondeo de Mallorca (Fig. IV.19b) se observan capas con marcada inestabilidad convectiva y cierta advección fría que confieren cierto grado de inestabilidad a la zona mediterránea.

Los campos de función frontogenética tradicional, \mathcal{F} , y generalizada, \mathcal{F}^* , se representan en la Figura IV.20. Se observa un estado generalizado de frontolisis sobre toda la Península Ibérica con un máximo de \mathcal{F}^* sobre el noroeste ($\approx -9 \times 10^{-10} \text{ K m}^{-1} \text{ s}^{-1}$) que pasa totalmente desapercibido en la representación de \mathcal{F} . Como antes, es más interesante quizás representar el desarrollo de \mathcal{F}^* (Fig. IV. 21). Se aprecia que \mathcal{F}^* presenta valores negativos con máximos sobre la cornisa cantábrica occidental indicando un relativamente fuerte desarrollo frontolítico generalizado. Efectivamente, la inestabilidad potencial convectiva es baja en todas las estaciones de radiosondeos excepto Palma de Mallorca donde se aprecia inestabilidad convectiva en niveles bajos indicando nubes de poco desarrollo vertical (la cima de la nube está situada entorno a 5000 m de

(a)



(b)

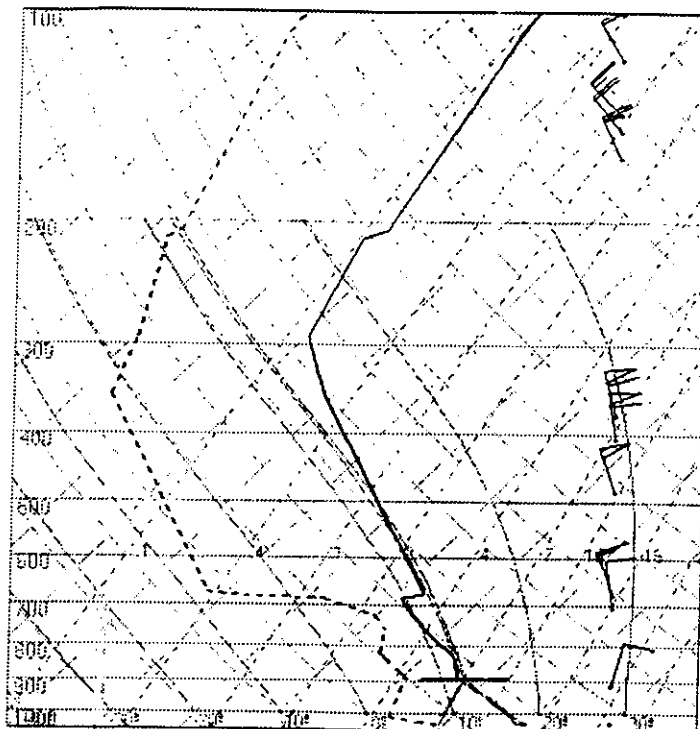


Figura IV.19: Perfiles de la temperatura del aire, en trazo continuo grueso, y de la temperatura de rocío, en trazo discontinuo grueso, representados en un diagrama oblicuo, del día 15 de Marzo de 1990 a las 12 horas para los Observatorios de: (a) Lisboa; (b) Palma de Mallorca.

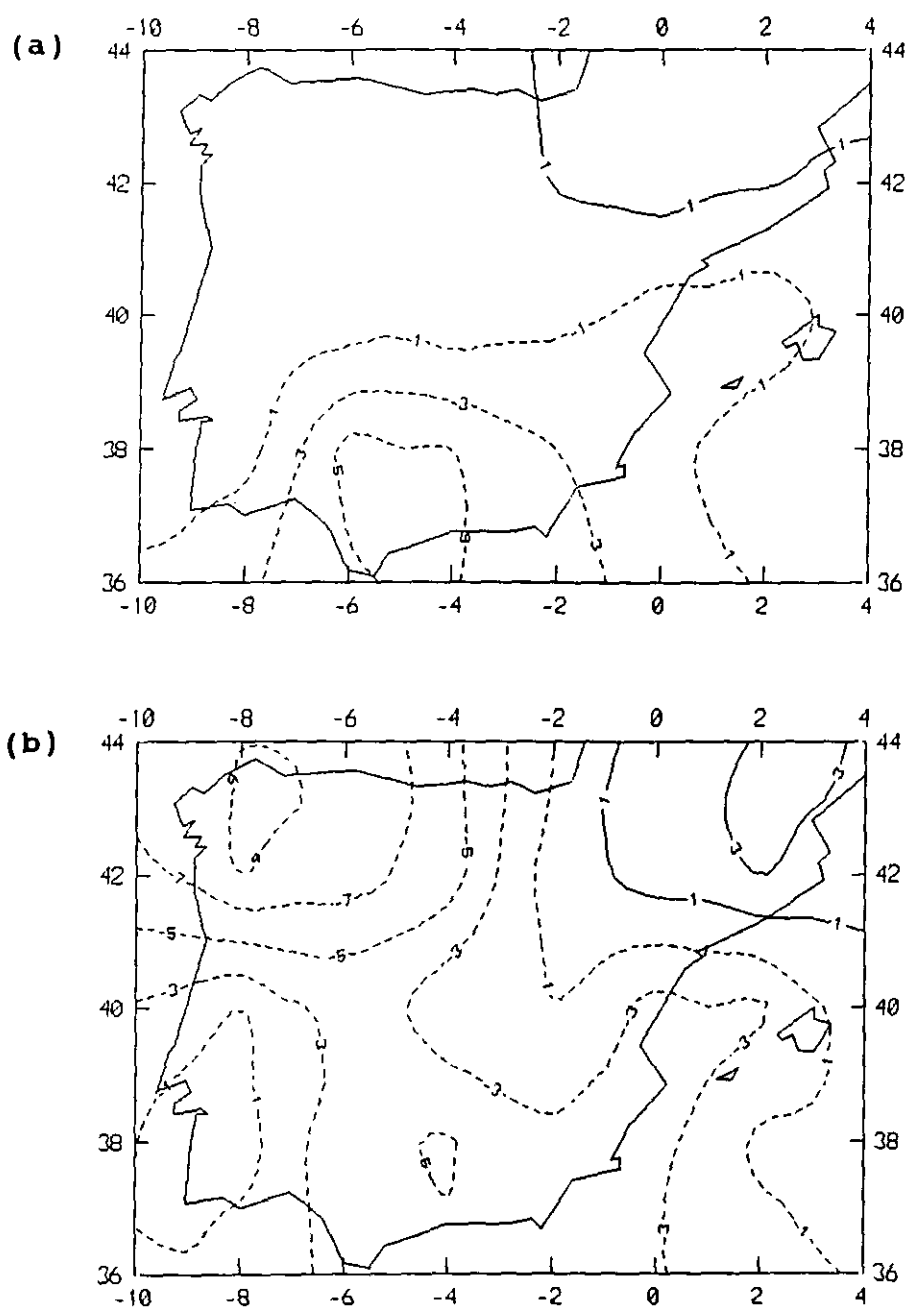


Figura IV.20: Representación para el día 15 de Marzo de 1990 a las 12 horas en la topografía de 700 hPa de: (a) función frontogenética tradicional \mathcal{F} ; (b) función frontogenética generalizada \mathcal{F}^* . El intervalo entre isolíneas es de $10^{-10} \text{ K m}^{-1} \text{ s}^{-1}$. Las líneas continuas (discontinuas) indican frontogénesis (frontólisis).

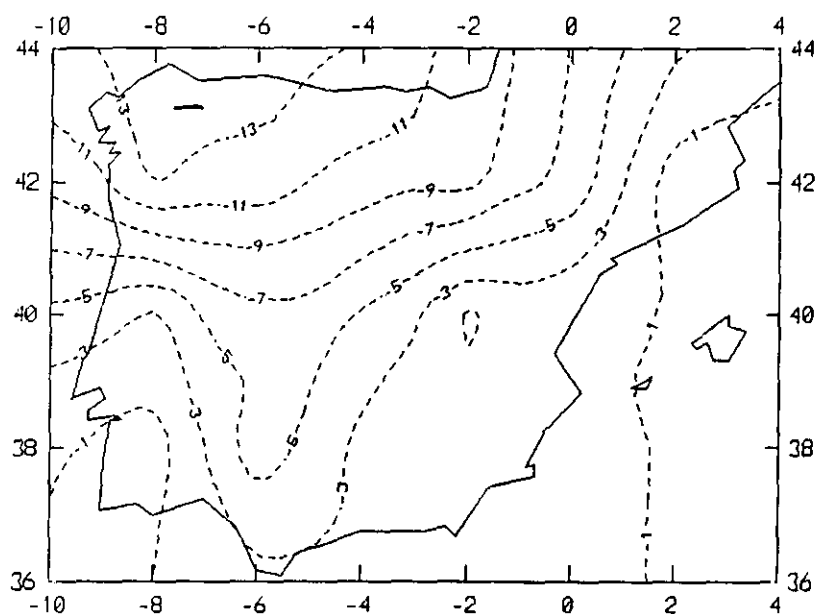


Figura IV.21: Representación para el día 15 de Marzo de 1990 a las 12 horas en la topografía de 700 hPa del campo de desarrollo de la función frontogénica generalizada \mathcal{F} . El intervalo entre isolíneas es de $10^{-10} \text{ K m}^{-1} \text{ s}^{-1}$. Las líneas continuas (discontinuas) indican desarrollo frontogénico (frontolítico).

altitud). Estos resultados están de acuerdo con los bajos valores de CAPE y cizalladura (4041 J Kg^{-1} y 13.4 m s^{-1}) observados en esta estación de radiosondeo.

MODO 4

La representación de los coeficientes de este autovector para la topografía de 700 hPa se presenta en la Figura IV.22. Se observa una zona de altos coeficientes centrada en la parte central del tercio norte peninsular.

El estado atmosférico asociado a este modo ($k = 289$) muestra una situación sinóptica que se ajusta el modelo conceptual de "*penacho ibérico*" de Morris (1986). La Figura IV.23a muestra en superficie una depresión con un sistema de frentes asociados sobre el Golfo de Vizcaya. En altura, (Fig. IV.23b) se observa una extensa vaguada con su eje orientado N-S. En la topografía de 300 hPa (superpuesto a la de 500 hPa) se aprecia la corriente en chorro atravesando la Península Ibérica.

Las condiciones básicas para el desarrollo del penacho ibérico son la existencia de una vaguada en altura acercándose lentamente hacia la Península Ibérica impulsando la advección térmica hacia el norte. En días anteriores a esta situación, la zona baroclínica situada en la parte delantera de la vaguada existe un frente frío en superficie moderadamente activo, mientras que la Península queda bajo una zona baroclina dinámicamente inactiva.

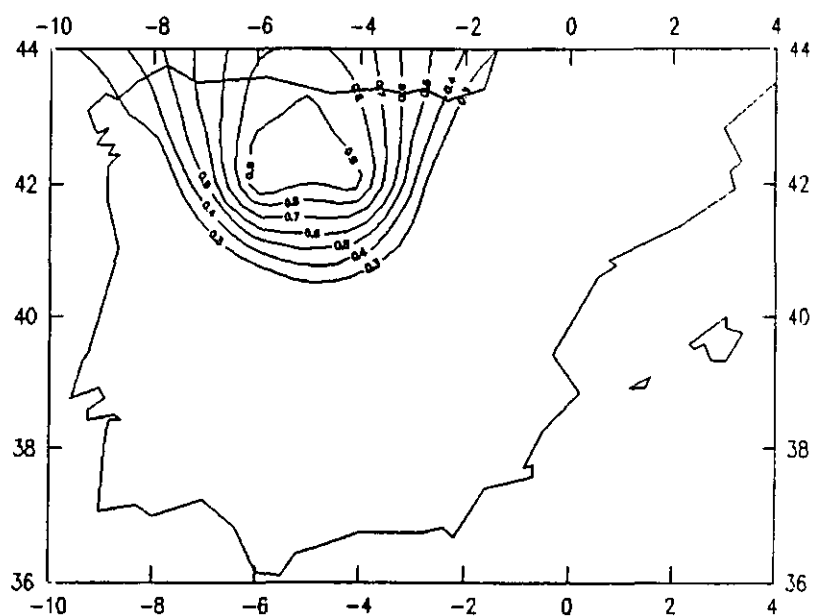


Figura IV.22: Configuración espacial de los coeficientes del *modo 4* de ΔT para la topografía de 700 hPa.

Posteriormente, cuando la vaguada alcanza la Península provoca la caída de la presión y movimientos ascendentes generalizados a excepción del cuadrante nororiental. En nuestro caso, se observan movimientos ascendentes prácticamente sobre toda la Península a excepción de la parte nororiental (Fig. IV.24a). Esta franja aproximadamente meridional de movimientos ascendentes viene a coincidir con la franja de máximo calentamiento diatérmico (Fig. IV.24b) debido a los procesos de cambios de fase que se originan en zonas de ascendencias organizadas de aire. Asimismo, se aprecia que la advección cálida (Fig. IV.25a) refuerza el sistema provocando un aumento del movimiento ascendente y de la caída de presión. La convergencia en niveles bajos induce advección fría en la parte occidental peninsular creándose una discontinuidad en la advección de temperatura como puede observarse en la misma figura. En este caso de estudio se observa que existen núcleos cerrados de máxima advección de vorticidad ciclónica (Fig. IV.25b) en fase con la zona de advección cálida produciendo un reforzamiento del sistema frontal cálido.

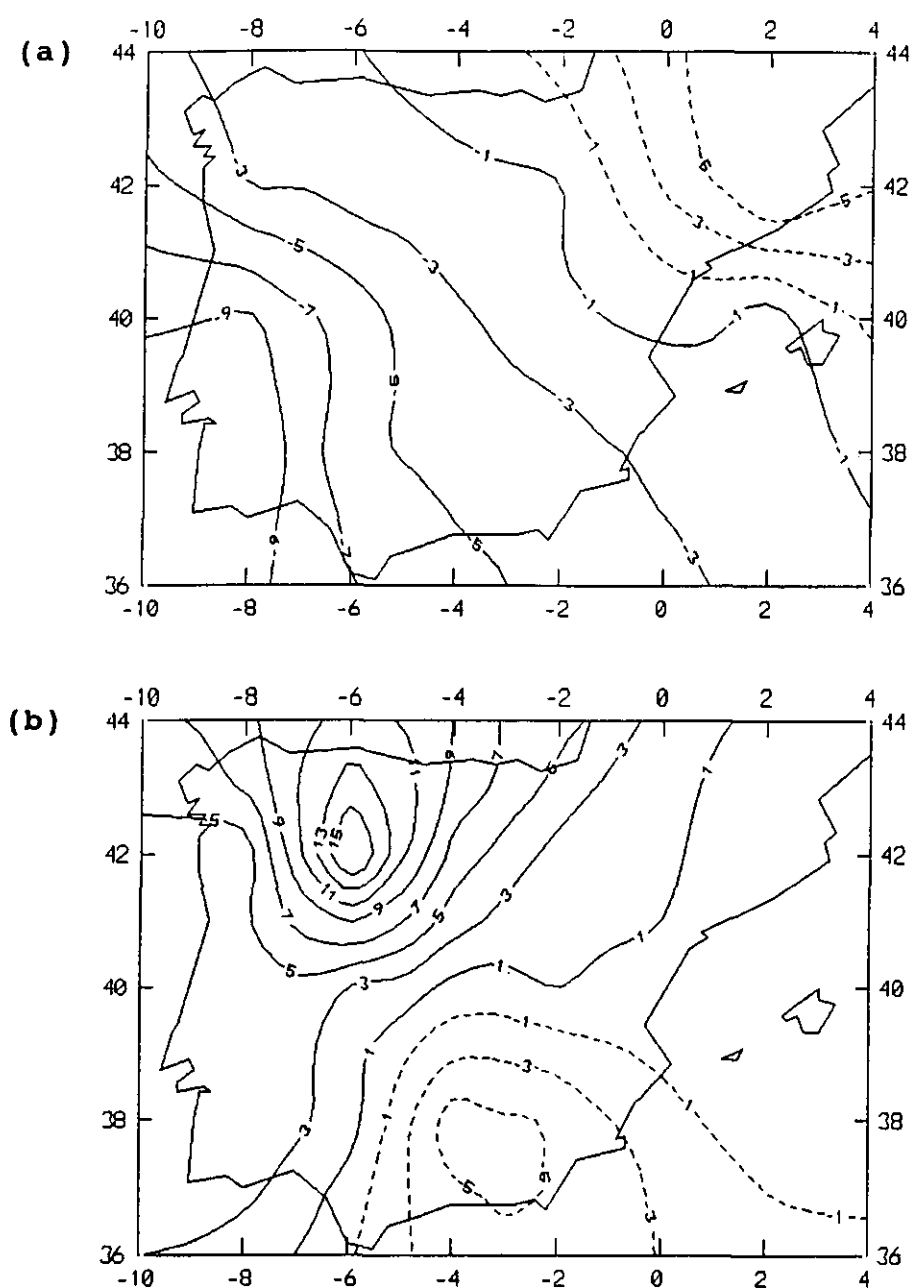


Figura IV.24: Representación para el día 16 de Octubre de 1990 a las 12 horas de: (a) movimiento vertical en la topografía de 500 hPa. El intervalo entre isolíneas es de 1 $\mu\text{b s}^{-1}$. Las líneas continuas (discontinuas) indican movimientos ascendentes (descendentes); (b) término diabático en la topografía de 700 hPa. El intervalo entre isolíneas es de $2 \times 10^{-17} \text{ hPa s}^{-1}$. Las líneas continuas (discontinuas) indican calentamiento (enfriamiento) diabático.

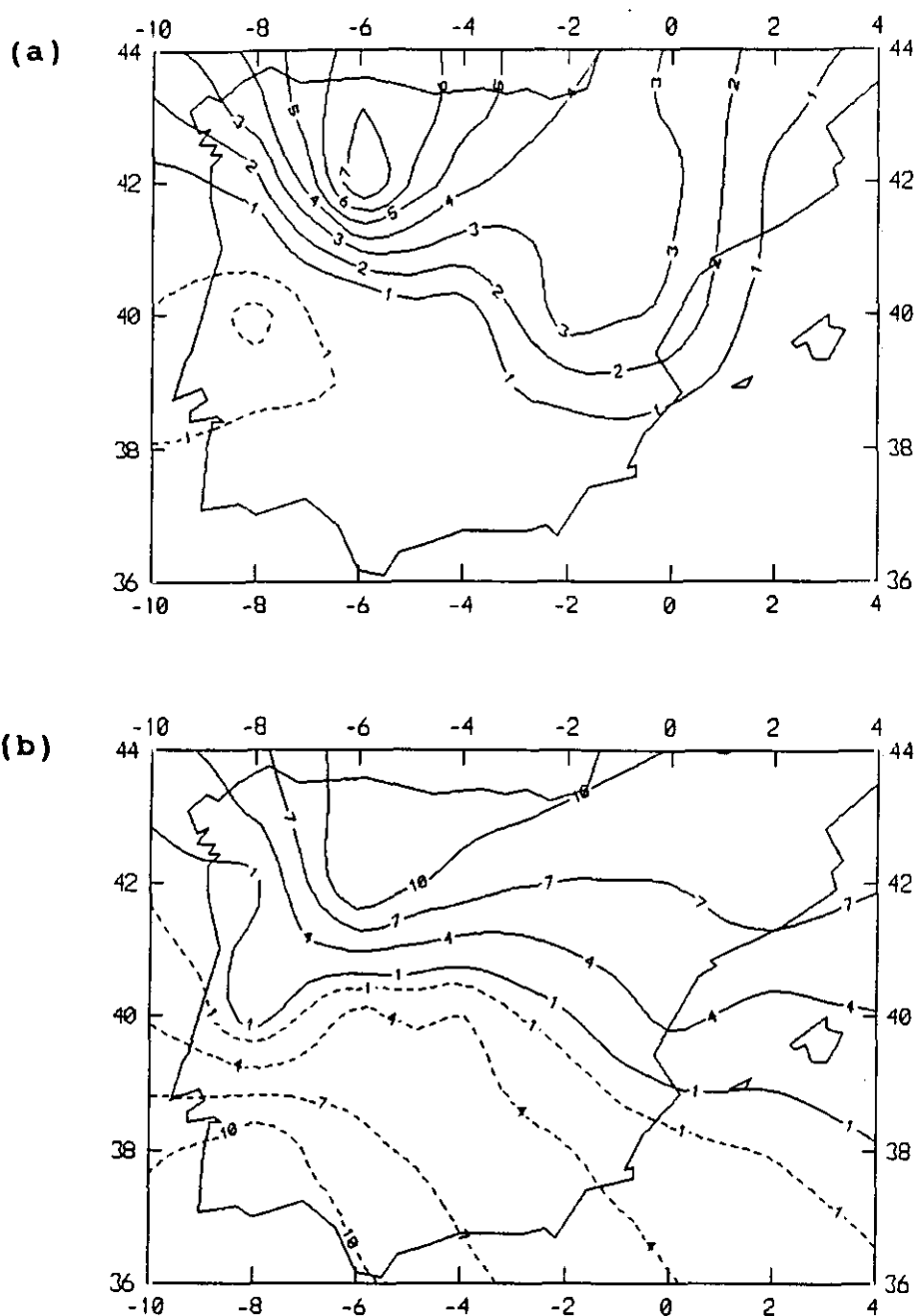


Figura IV.25: Representación para el día 16 de Octubre de 1990 a las 12 horas en la topografía de 700 hPa de advección de: (a) temperatura; (b) vorticidad absoluta. El intervalo entre isolíneas es de 10^{-7} K s^{-1} para la advección térmica y de 10^{-9} s^{-2} para la advección de vorticidad. Las líneas continuas (discontinuas) indican advección cálida (fría) y advección de vorticidad ciclónica (anticiclónica).

Observando los valores de CAPE, R y cizalladura vertical del viento (Fig. IV.26) es apreciable que, en general, en las zonas más directamente afectadas por el frente, existe una tendencia a presentar alta cizalladura y bajos CAPE y R, lo que nos parece un resultado a destacar puesto que esta característica no la hemos encontrado en la bibliografía consultada. La zona balear, como los demás modos, queda, en cierta medida, desacoplada de este régimen observado sobre la Península y sometida a un cambio creciente de inestabilidad con CAPE de 1150 J Kg^{-1} , el día anterior al caso de estudio, 1250 J Kg^{-1} , el día de estudio, y 2760 J Kg^{-1} el día posterior.

Un sondeo representativo de esta situación corresponde a una masa de aire subtropical caracterizada por una capa de humedad profunda sin que se observe inversión (Fig. IV.27). El gradiente es habitualmente menor que el adiabático seco pero mayor que el adiabático húmedo, o lo que es lo mismo, el sondeo es condicionalmente inestable. Sin inversión, pero con capa profunda de humedad, existe la posibilidad de convección muy extendida. Esta coincide con la franja de movimientos ascendentes anteriormente descritas (Fig. IV.24a). La Figura IV. 27b muestra el sondeo de Barajas en el que se observan trazas de frente frío tipo catafrente.

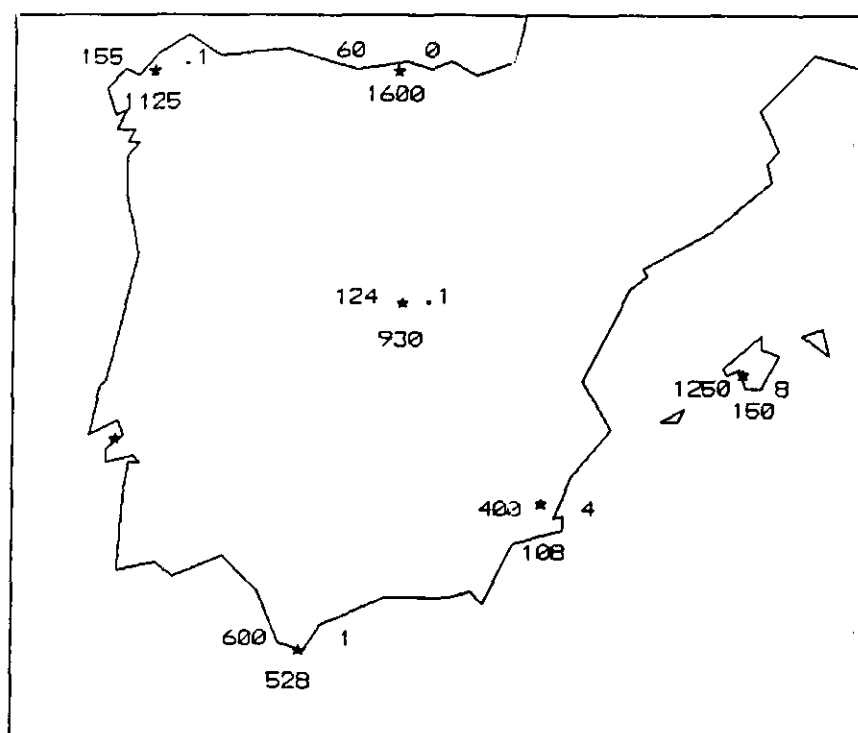


Figura IV.26: Representación para el día 16 de Octubre de 1990 a las 12 horas de CAPE (a la izquierda de cada observatorio), número de Richardson global (a la derecha) y cizalladura vertical del viento (debajo).

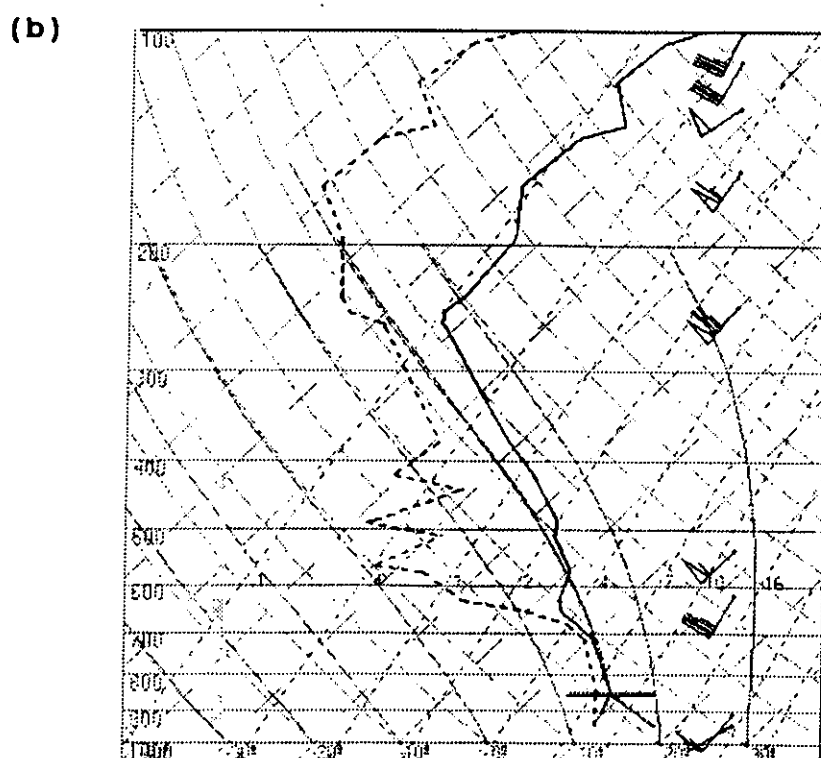
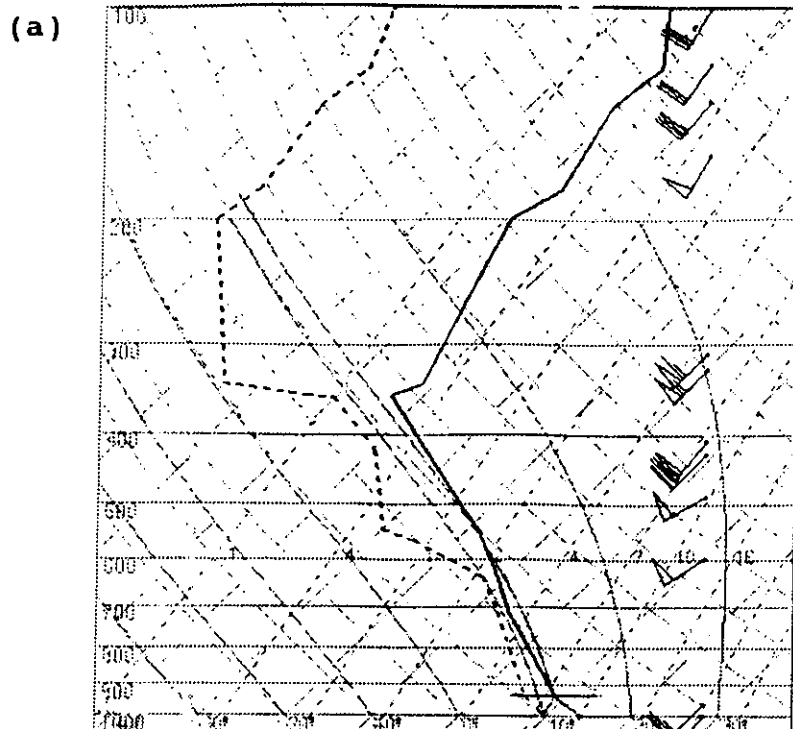


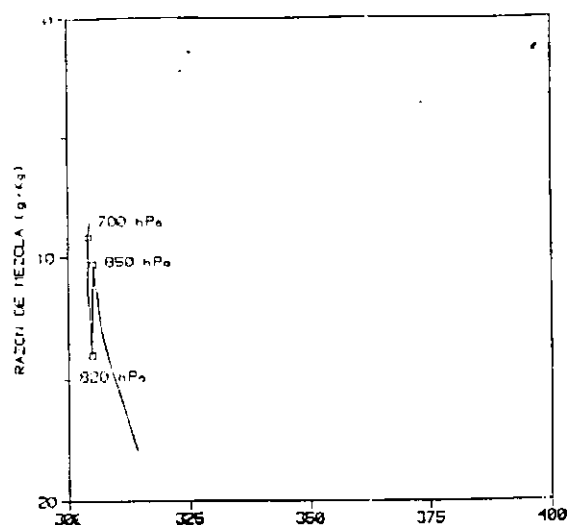
Figura IV.27: Perfiles de la temperatura del aire, en trazo continuo grueso, y de la temperatura de rocío, en trazo discontinuo grueso, representados en un diagrama oblicuo, del día 16 de Octubre de 1990 a las 12 horas para los Observatorios de: (a) La Coruña; y (b) Barajas (Madrid).

El desarrollo nuboso alcanza aproximadamente los 5000 m, probablemente nubes cumuliformes que anteceden al frente frío.

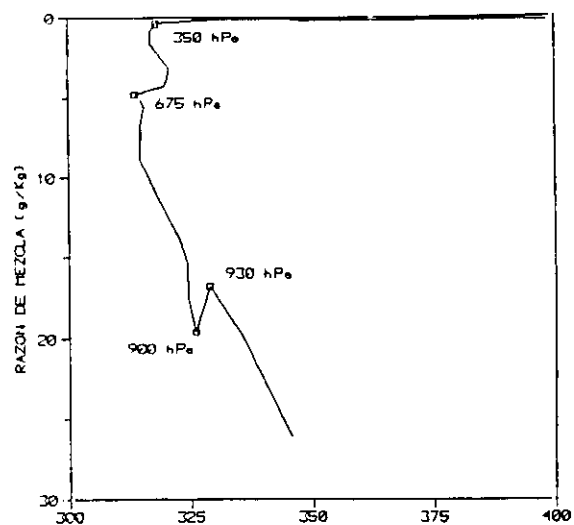
El diagrama de variables conservativas de La Coruña, Santander y Barajas (Fig. IV. 28) presenta precipitación en toda la capa nubosa. Estos diagramas son representativos de la situación frontogenética. En todos ellos, la capa nubosa presenta procesos claros de precipitación, mucho más marcados en el de La Coruña y Barajas y menos en Santander, lo cual viene a coincidir con la cantidad de precipitación observada.

La frontogénesis queda puesta de manifiesto en las Figuras IV.29. También en este modo la función frontogenética generalizada, \mathcal{F}^* , resalta significativamente los rasgos del campo (Fig. IV.29b). Se observa un intenso gradiente de \mathcal{F}^* que marca una zona muy definida de separación entre procesos frontogenéticos y frontolíticos. Los moderadamente altos valores frontolíticos indican que el frente frío ha iniciado su fase de disipación. La función frontogenética tradicional (Fig. IV.29a) no representa con definición esta situación debido a que la

(a)



(b)



(c)

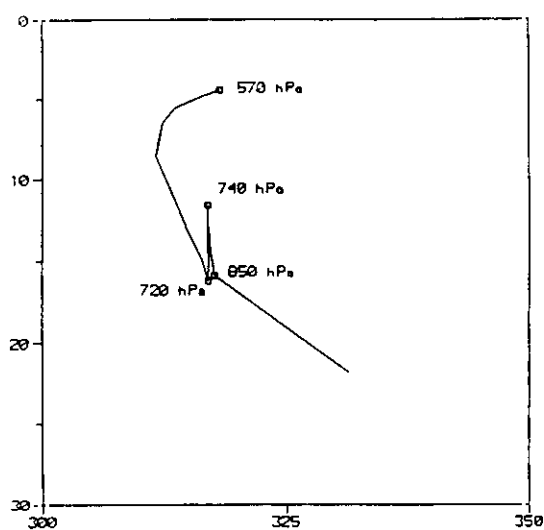


Figura IV.28: Diagrama de variables conservativas (θ_e, r_t) del día 16 de Octubre de 1990 a las 12 horas en los Observatorios de: (a) La Coruña; (b) Santander y (c) Barajas.

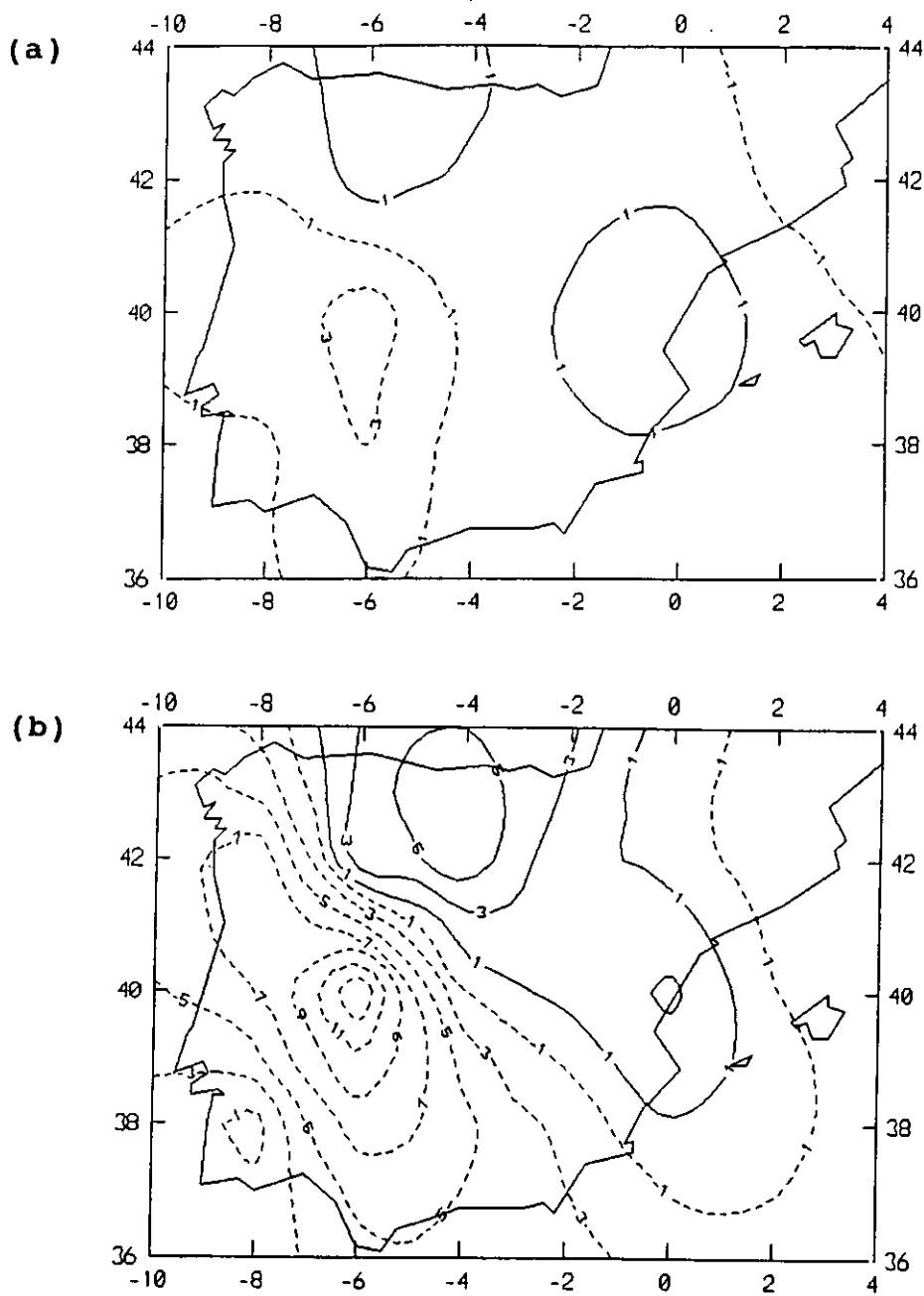


Figura IV.29: Representación para el día 16 de Octubre de 1990 a las 12 horas en la topografía de 700 hPa de: (a) función frontogénica tradicional \mathcal{F} ; (b) función frontogénica generalizada \mathcal{F}^* . El intervalo entre isolíneas es de $10^{-10} \text{ K m}^{-1} \text{ s}^{-1}$. Las líneas continuas (discontinuas) indican frontogénesis (frontólisis).

evolución de este tipo de fenómenos está, en gran medida, regida por procesos húmedos (Ryan et al., 1989).

En la Figura IV.30 se presenta el campo de desarrollo de \mathcal{F}^* . Se observa una banda de desarrollo frontogenético con un núcleo de valores máximos abarcando aproximadamente la zona donde los coeficientes de este autovector eran asimismo máximos (Fig. IV.22). Se aprecia desarrollo frontogenético positivo en la zona del sector cálido y destrucción frontolítica en la zona sur. Este carácter es típico del modelo de penacho ibérico.

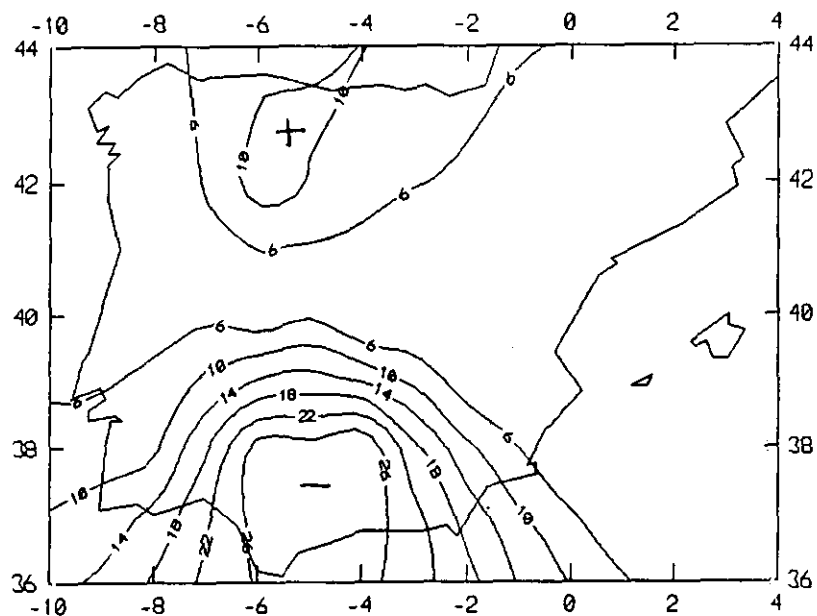


Figura IV.30: Representación para el día 16 de Octubre de 1990 a las 12 horas en la topografía de 700 hPa del campo de desarrollo de la función frontogenética generalizada \mathcal{F} . El intervalo entre isolíneas es de $10^{-10} \text{ K m}^{-1} \text{ s}^{-1}$. Las líneas continuas (discontinuas) indican desarrollo frontogenético (frontolítico).

MOD0 5

Los coeficientes de este autovector representados en la Fig. IV.31 definen una configuración muy marcada sobre el suroeste peninsular. Por tanto, la función frontogenética tradicional se aparta de la generalizada en esta zona por procesos meteorológicos de distinta índole a los anteriormente descritos.

El análisis sinóptico correspondiente al día asociado a este modo ($k = 252$) presenta una situación clásica con una borrasca situada sobre el norte de Africa que produce flujos de componente este, húmedos y cálidos sobre el litoral mediterráneo a niveles bajos (Fig. IV.32a). Esta situación es típica de sondeos de masa de aire inestable. En altura (Fig. IV.32b), sin embargo, se apreciaba un embolsamiento de aire frío que inestabiliza aún más la estructura atmosférica. La depresión fría situada al noroeste de la Península muestra una circulación ciclónica considerablemente más acusada que en superficie, donde es prácticamente inexistente, y temperaturas inferiores a las que rodean la depresión. Por todo ello, esta baja puede denominarse gota fría (Bosart, 1988a; Tout y Wheeler, 1990; Wheeler, 1991).

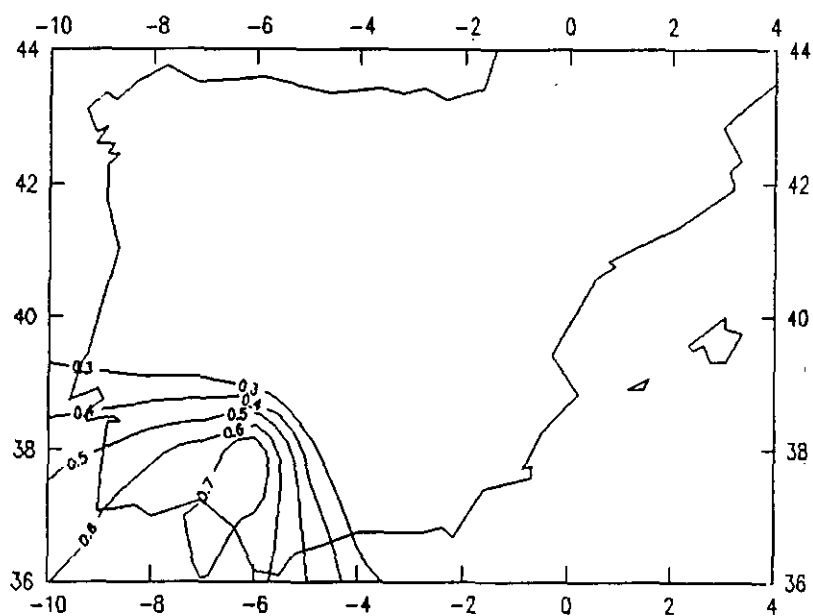
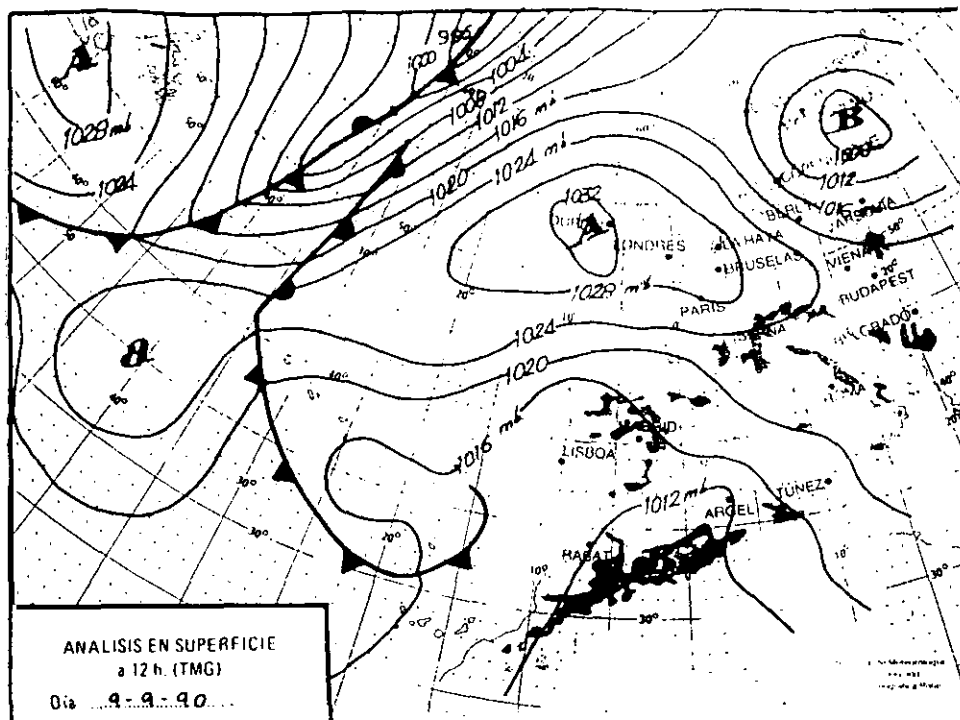


Figura IV.31: Configuración espacial de los coeficientes del modo 5 de ΔT para la topografía de 700 hPa.

(a)



(b)

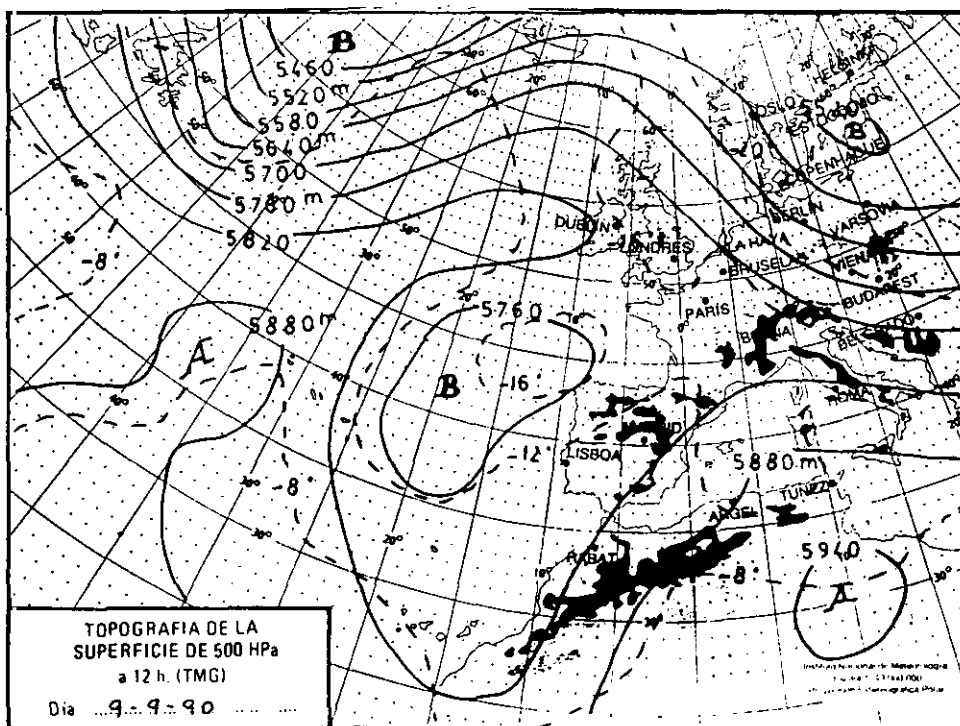


Figura IV.32: Situación sinóptica correspondiente al día 9 de Septiembre de 1990 a las 12 horas: (a) Análisis en superficie; (b) Análisis en 500 hPa (contornos de geopotencial en línea continua e isotermas en discontinua). Sobre la topografía de 500 hPa está superpuesta la corriente en chorro (flecha a trazo grueso) observada en la topografía de 300 hPa.

Los rasgos más importantes de inestabilidad no sólo se deben extraer del perfil vertical de velocidades reales en cada nivel sino también de la cizalladura vertical del viento y los vientos térmicos en los distintos niveles. Los vientos térmicos son una medida de la cizalladura consistiendo en la diferencia vectorial de los vientos en dos niveles. Cuando representamos la estructura vertical del viento sobre una estación de radiosondeo sobre una hodógrafa, los vectores del viento térmico aportan una información muy útil de la advección térmica cerca de la estación y, en consecuencia, sobre la estabilidad en la zona representativa en la estación. En la hodógrafa (Fig. IV.33) representamos un sondeo típico de la zona mediterránea sometida a inestabilidad. Se observa advección cálida entre los niveles 1 y 4, e intensa advección fría entre el 4 y la tropopausa (situada entre los niveles 6 y 7). Debemos recordar, no obstante, que una discusión completa de los cambios de estabilidad en la atmósfera no sólo requiere consideraciones de la advección sino también de otros efectos, entre ellos el calentamiento o enfriamiento diatérmico. Este efecto importante, entre otros, no puede ser tratado a partir de la hodógrafa.

En el campo de calentamiento o enfriamiento diatérmico (Fig. IV.34a) se aprecia una alternancia de máximo y mínimo calentamiento diatérmico con estructura ondulatoria con los

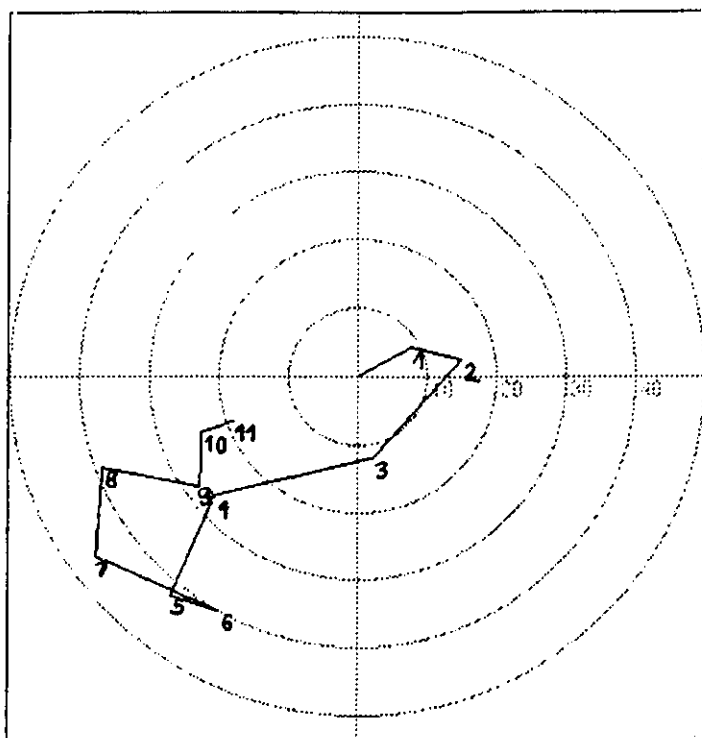


Figura IV.33: Hodógrafa del viento en el Observatorio de Palma de Mallorca el día 9 de Septiembre de 1990 a las 12 horas. Los niveles notables corresponden a 1 (1018 hPa), 4 (611 hPa) y 7 (200 hPa).

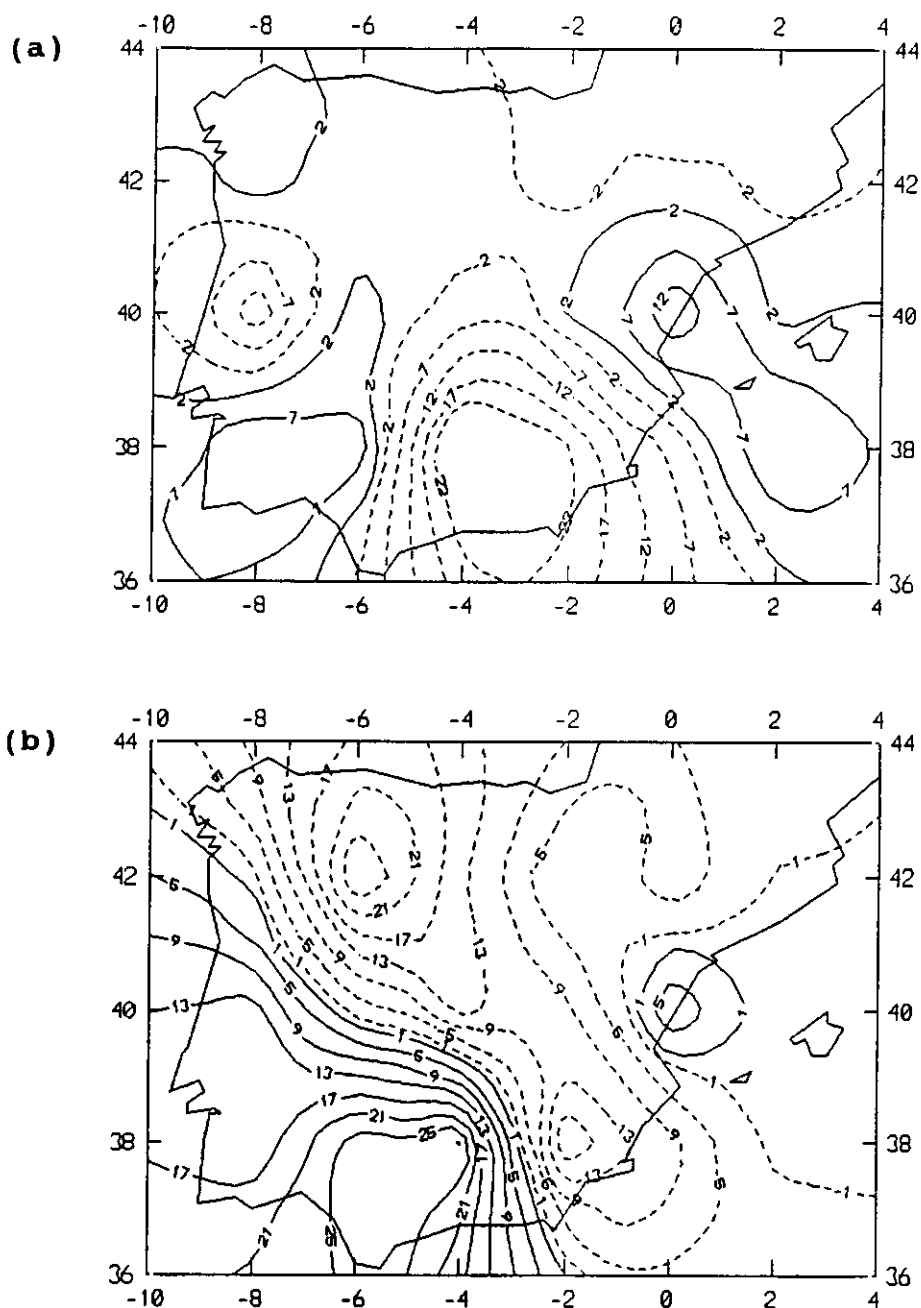


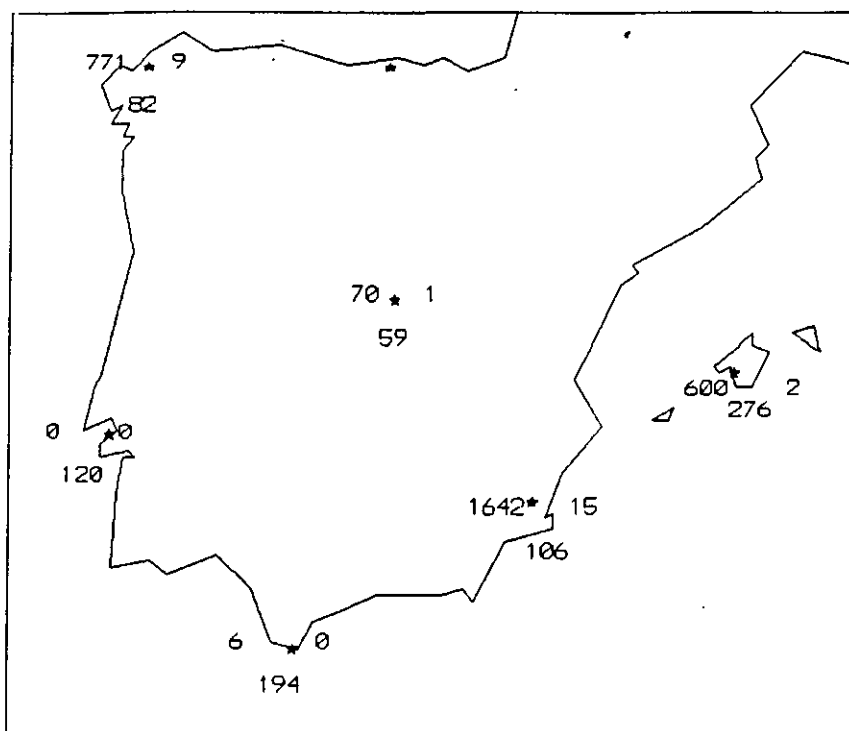
Figura IV.34: Representación para el día 9 de Septiembre de 1990 a las 12 horas de: (a) término diabático en la topografía de 700 hPa. El intervalo entre isolíneas es de $2 \times 10^{-17} \text{ hPa}^{-1} \text{ s}^{-3}$. (b) advección de vorticidad en la topografía de 700 hPa. El intervalo entre isolíneas es de $2 \times 10^{-17} \text{ hPa}^{-1} \text{ s}^{-3}$ para el término diabático y de 10^{-9} s^{-2} para la advección de vorticidad. Las líneas continuas (discontinuas) indican calentamiento (enfriamiento) diabático y advección de vorticidad ciclónica (anticiclónica).

máximos de calentamiento situados en la esquina suroccidental del dominio y otra franja situada sobre el sureste peninsular. Esta misma estructura ondulatoria tiende a reproducirse sobre el campo de advección de vorticidad absoluta (Fig. IV.34b), marcando un carácter de intensa ciclogénesis sobre el suroeste peninsular y un núcleo en inicio sobre el este de la Península.

La representación de los parámetros convectivos (Fig. IV.35a) muestra un valor de $CAPE$ (del orden de 1200 JKg^{-1} en la zona mediterránea) que confirma alta inestabilidad potencial sobre el sureste frente a valores bastante bajos en el resto de estaciones de radiosondeo peninsulares. La cizalladura, del orden de 15 m s^{-1} , es moderadamente alta. Ambos parámetros confirman un régimen tormentoso en la zona mediterránea.

Como tipo de sondeo representativo del carácter tormentoso, representamos el del Observatorio de Murcia (Fig. IV.35b). En el sondeo se observa una fuerte barrera de estabilidad estática a medio nivel. A bajo nivel, se aprecia un intenso gradiente de temperatura potencial equivalente que confiere fuerte empuje hidrostático a las burbujas de aire capaz de atravesar la barrera de energía anteriormente mencionada, favoreciendo ésta última el desarrollo vertical de la nubosidad hasta la tropopausa.

(a)



(b)

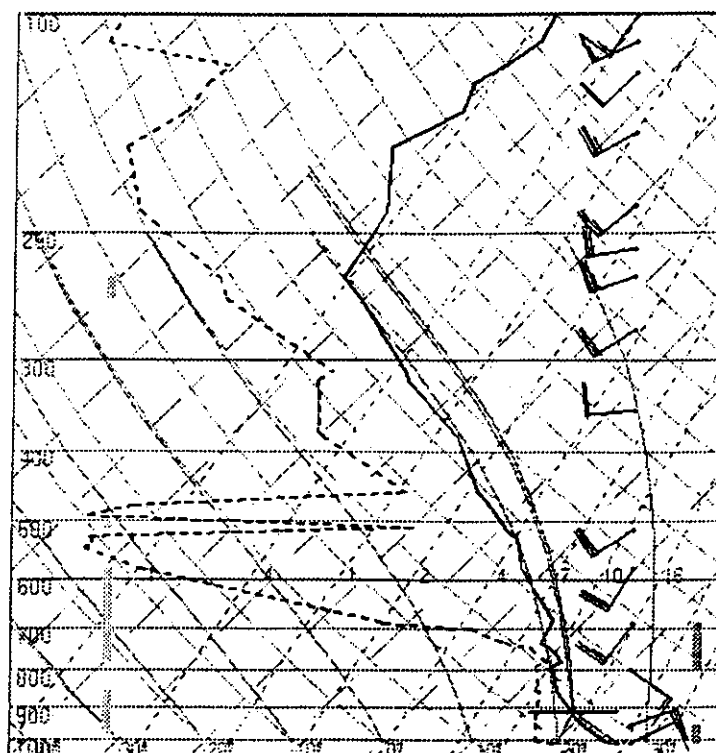


Figura IV. 35: Representación para el día 9 de Septiembre de 1990 a las 12 horas de: (a) CAPE (a la izquierda de cada observatorio), número de Richardson global (a la derecha) y cizalladura vertical del viento (debajo); (b) perfiles de la temperatura del aire, en trazo continuo grueso, y de la temperatura de rocío, en trazo discontinuo grueso, representados en un diagrama oblicuo para el Observatorio de Murcia.

El estado frontogenético se representa en la Figura IV.36. Analizando como en casos anteriores el de \mathcal{F}^* podemos destacar que reproduce el modo ondulatorio observado anteriormente para otros campos. Este es un resultado importante puesto que mientras que en el análisis sinóptico no se aprecia frente, a una menor escala (meso- β o meso- γ) se podría asegurar cierta estructura de frentes sobre la zona sureste o este peninsular. Los valores observados son valores notables de \mathcal{F}^* , del orden de $8 \times 10^{-10} \text{ Km}^{-1} \text{ s}^{-1}$, en el núcleo oriental y de unos $14 \times 10^{-10} \text{ Km}^{-1} \text{ s}^{-1}$ en el núcleo del suroeste peninsular.

El mapa de evolución de la función frontogenética viene a redundar sobre las características ya descritas (Fig. IV.37). Se aprecia un núcleo cerrado con intenso desarrollo frontogenético sobre el suroeste peninsular coincidente con el área proyectada en superficie por la función frontogenética generalizada y menor desarrollo en una zona menos definida y angosta sobre el este peninsular.

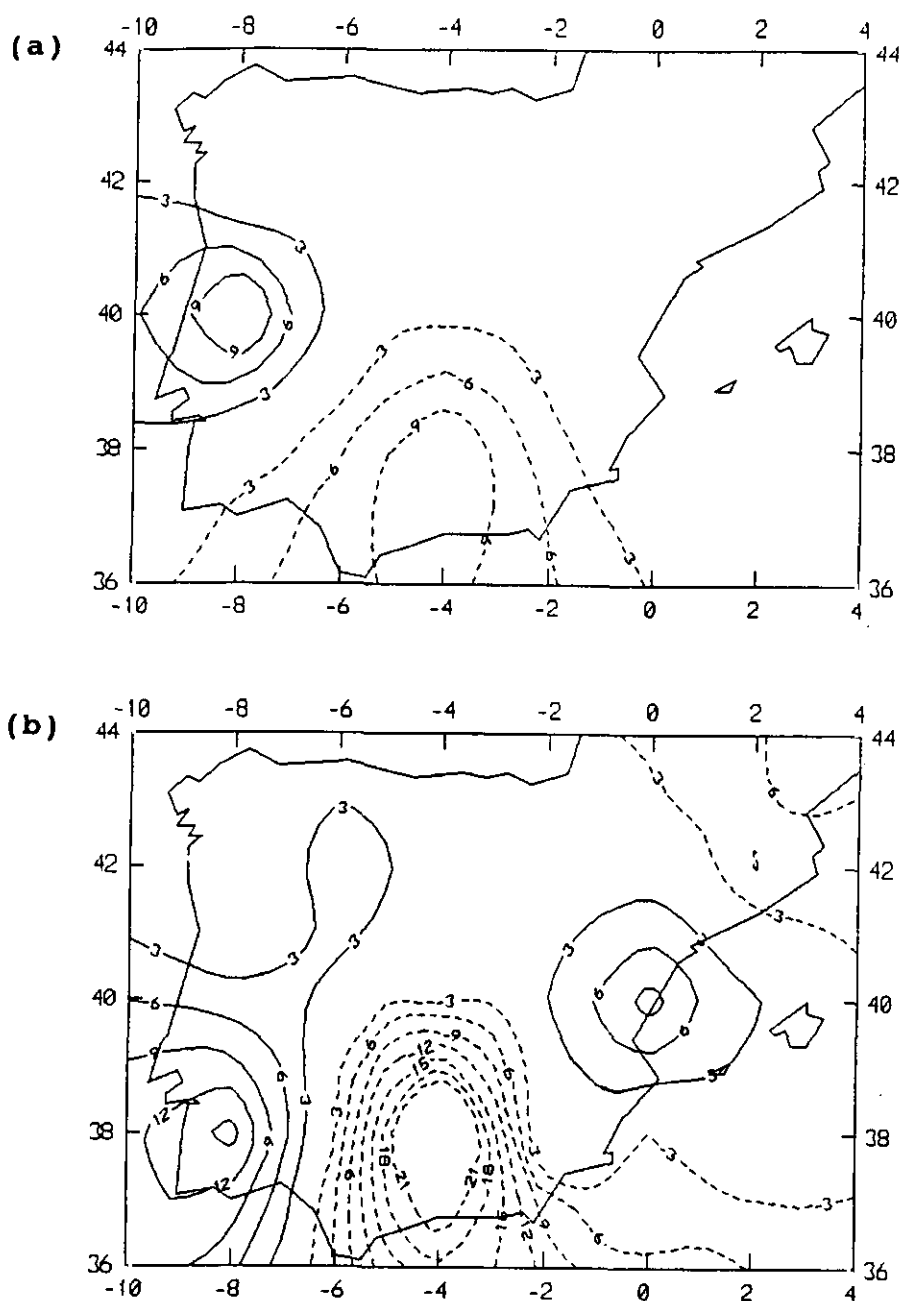


Figura IV.36: Representación para el día 9 de Septiembre de 1990 a las 12 horas en la topografía de 700 hPa de: (a) función frontogenética tradicional \mathcal{F} ; (b) función frontogenética generalizada \mathcal{F} . El intervalo entre isolíneas es de $10^{-10} \text{ K m}^{-1} \text{ s}^{-1}$. Las líneas continuas (discontinuas) indican frontogénesis (frontólisis).

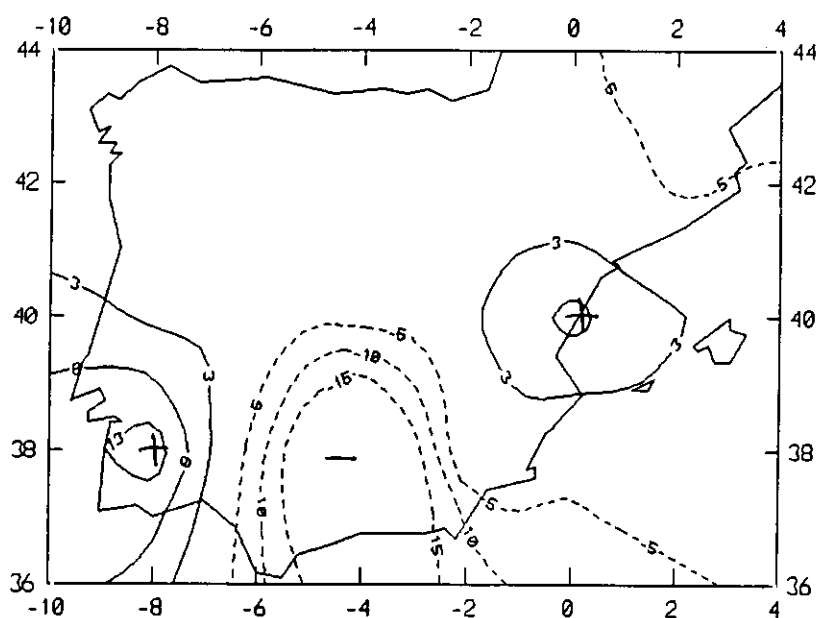


Figura IV.37: Representación para el día 9 de Septiembre de 1990 a las 12 horas en la topografía de 700 hPa del campo de desarrollo de la función frontogenética generalizada \mathcal{F} . El intervalo entre isolíneas es de $10^{-10} \text{ K m}^{-1} \text{ s}^{-1}$. Las líneas continuas (discontinuas) indican desarrollo frontogenético (frontolítico).

MODO 6

Los coeficientes de este vector propio de $\Delta\mathcal{F}$ representados en las Figuras IV.38 para la topografía de 700 hPa presenta una distribución dipolar con eje orientado este-oeste y centrada en el sureste peninsular.

En nuestro caso ($k = 280$) se desarrolla una situación análoga a la de plegamiento (o hundimiento) de la tropopausa conceptualizada por Hoskins et al. (1985). En superficie (Fig. IV.39a), se observa un anticiclón de núcleo cálido que obstaculiza la circulación zonal favoreciendo la meridional sobre la Península con un frente frío perteneciente a una profunda borrasca ondulatoria situada sobre Escandinavia. En altura (Fig. IV.39b), se detecta la fase inicial conducente a la formación de una depresión aislada en niveles altos. Esta fase está descrita por un descolgamiento del vórtice circumpolar con embolsamiento de aire frío y un tramo descendente de la corriente en chorro rodeándolo. Durante el día anterior (Fig. IV.40), se observó una vaguada en el flujo de 300 hPa propagándose hacia el este y extendiéndose hacia el sur (compárense las Figuras IV.39b y IV.40). Según Hoskins, esta vaguada aparece como una región aislada de vorticidad potencial estratosférica.

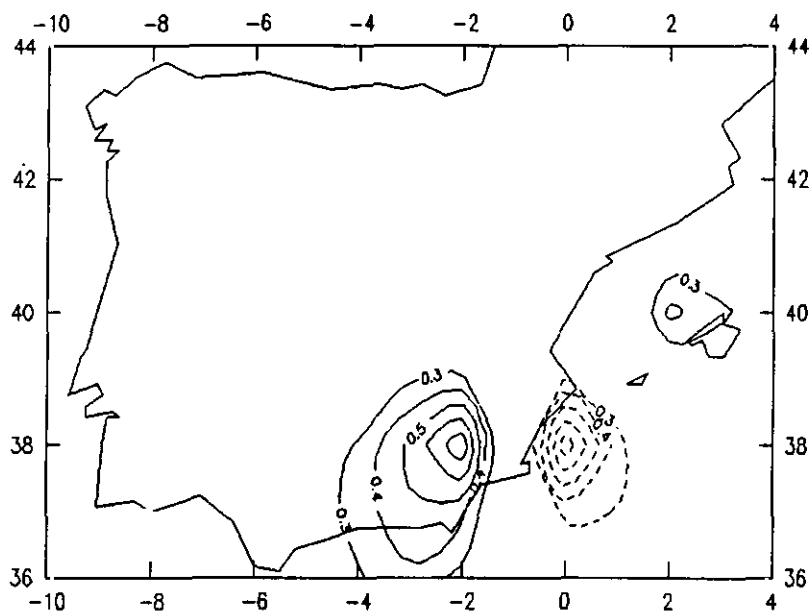


Figura IV.38: Configuración espacial de los coeficientes del modo 6 de ΔT para la topografía de 700 hPa.

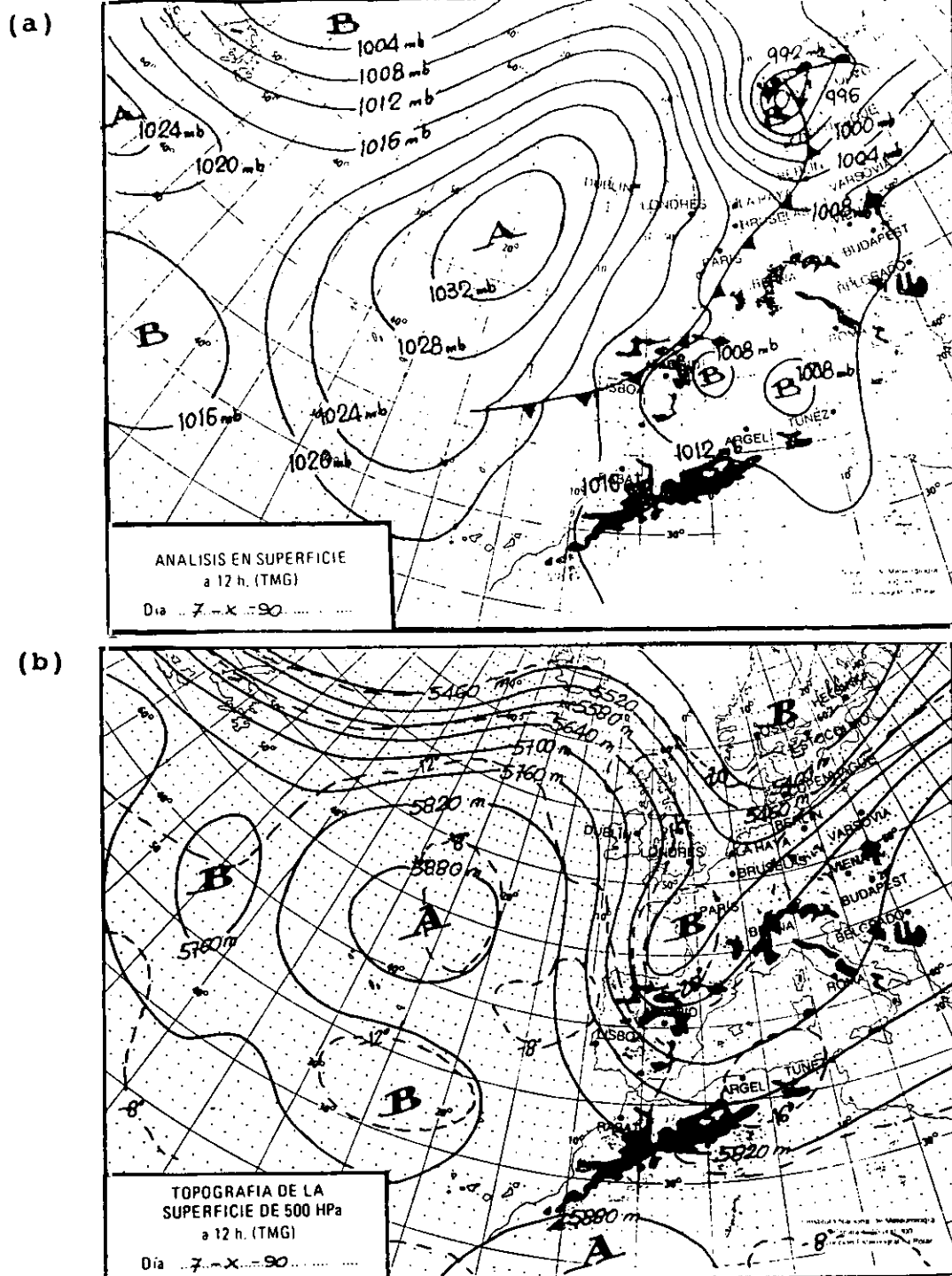


Figura IV.39: Situación sinóptica correspondiente al día 7 de Octubre de 1990 a las 12 horas: (a) Análisis en superficie; (b) Análisis en 500 hPa (contornos de geopotencial en línea continua e isothermas en discontinua). Sobre la topografía de 500 hPa está superpuesta la corriente en chorro (flecha a trazo grueso) observada en la topografía de 300 hPa.

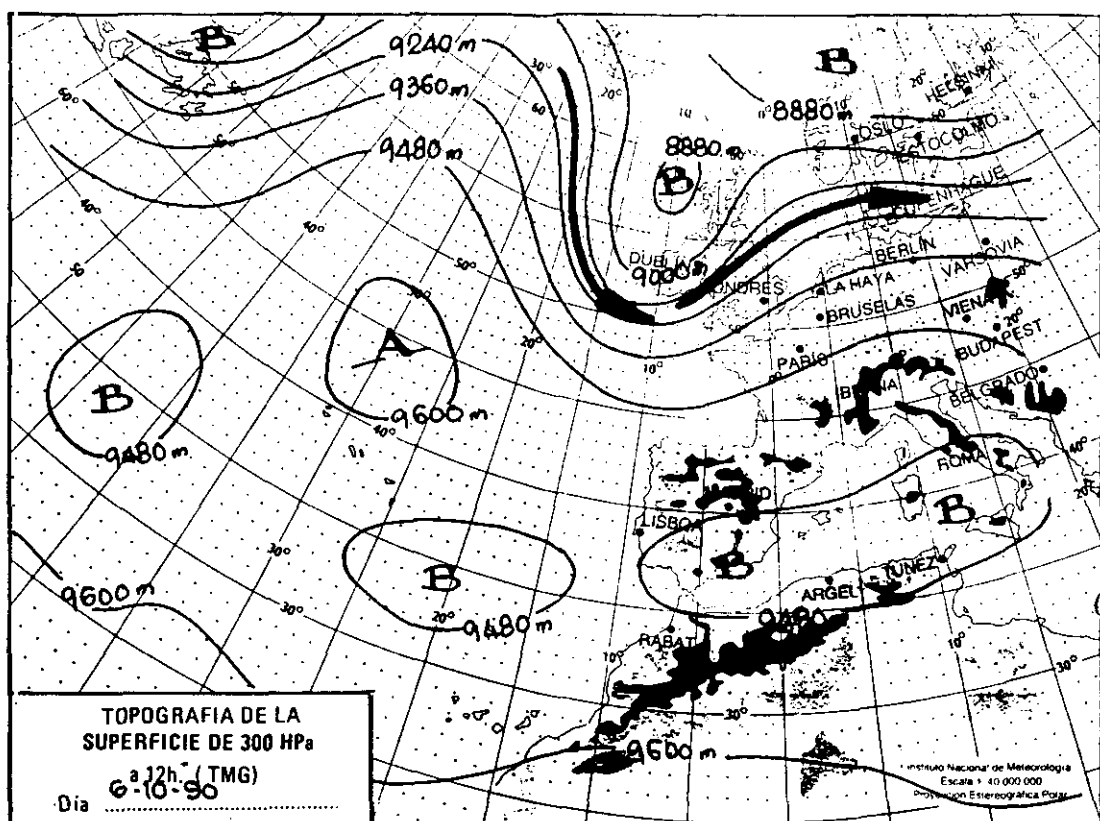


Figura IV.40: Situación sinóptica correspondiente al día 6 de Octubre de 1990 a las 12 horas. Análisis en 300 hPa (contornos de geopotencial en línea continua)

El patrón de anomalía de vorticidad potencial en estas condiciones produce la formación, como así ocurre en nuestro caso de estudio, de una baja aislada sobre España. Esta baja tiene cierta inercia permaneciendo en el Mediterraneo occidental varios días, en concreto hasta el 12 de Octubre. Esta situación, según Vaughan et al. (1994) conlleva un plegamiento de la tropopausa con todas las características de tiempo asociado. La vaguada y la baja aislada durante estos días van acompañadas de una corriente en chorro con viento máximo del orden de 60 ms^{-1} . Por debajo de esta corriente, existe una pronunciada zona baroclínica. Algunas estaciones de radiosondeo cifraban aire muy seco en el frente con depresiones del punto de rocío que superaban los 49°C (máximo valor que se cifra según la clave de la Organización Meteorológica Mundial). Este suele ser un dato empírico que presenta la evidencia del plegamiento de la tropopausa. La evidencia más clara del plegamiento de la tropopausa está en los datos de humedad del radiosondeo de La Coruña del día 7 de Octubre a las 12 horas (Fig. IV.41). La profundidad del plegamiento definida por la profundidad de la capa estable en el tefigrama, es de alrededor de 600 m y está situada cerca del nivel de 500 hPa. El plegamiento aparece a temperaturas del orden de 310 K, algo por debajo de 500 hPa ($\approx 550 \text{ hPa}$). Estos datos de la profundidad de la capa son consistentes con datos ya observados por Browell et al. (1987).

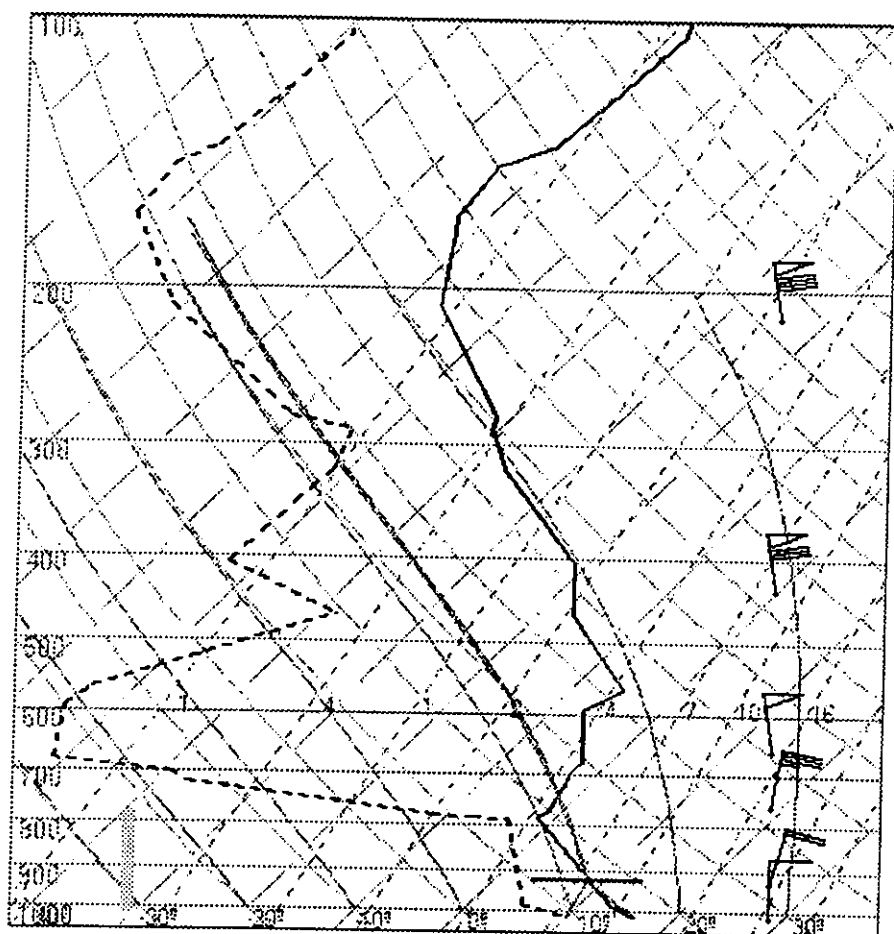


Figura IV.41: Perfiles de la temperatura del aire, en trazo continuo grueso, y de la temperatura de rocío, en trazo discontinuo grueso, representados en un diagrama oblicuo, del día 6 de Octubre de 1990 a las 12 horas para el Observatorio de La Coruña.

Esta situación produce precipitación generalizada en toda la Península, especialmente en la zona mediterránea. Conviene representar el sondeo de Palma de Mallorca como representativo de este tipo de fenomenología. Efectivamente, en el diagrama de variables conservativas (Fig. IV.42) se aprecian capas nubosas ocupando toda la troposfera desde el nivel de convección hasta la tropopausa. Observamos que el valor de $CAPE$ más pronunciado se obtiene en la estación de Palma de Mallorca. El cambio de estabilidad potencial es muy marcado, con un $CAPE$ que varía desde el día anterior de 35 JKg^{-1} a 1635 JKg^{-1} en el día en estudio. Este cambio de estabilidad potencial es indicadora de estado ciclogénico en la atmósfera.

En la Figura IV.43 presentamos la imagen del visible del satélite NOAA para el mediodía del 8 de Octubre. En esta imagen se observa convección muy vigorosa e intensa dentro de la borrasca aislada en el Mediterráneo occidental. La imagen brillante confirma la presencia de convección profunda que sería la encargada de reestablecer un intercambio estratosfera-troposfera a través de la borrasca aislada.

Las configuraciones de las funciones frontogénicas para el día 7 de Octubre (Fig. IV.44) muestra nuevamente la capacidad resolutive de ambas funciones. El campo de \mathcal{F}^*

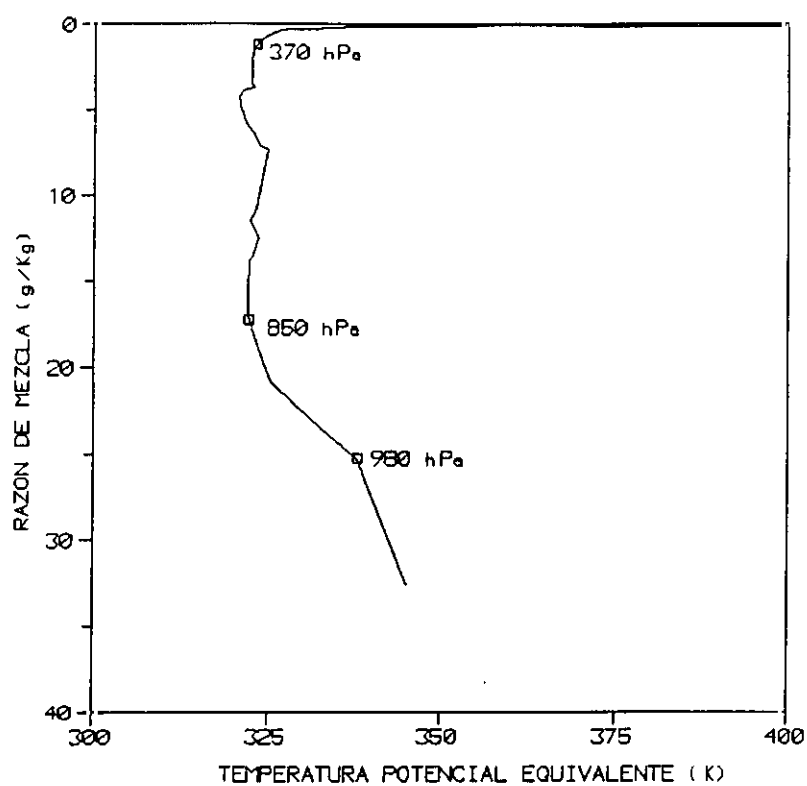


Figura IV.42: Diagrama de variables conservativas (θ_e, r_t) del día 7 de Octubre de 1990 a las 12 horas en el Observatorio de Palma de Mallorca.

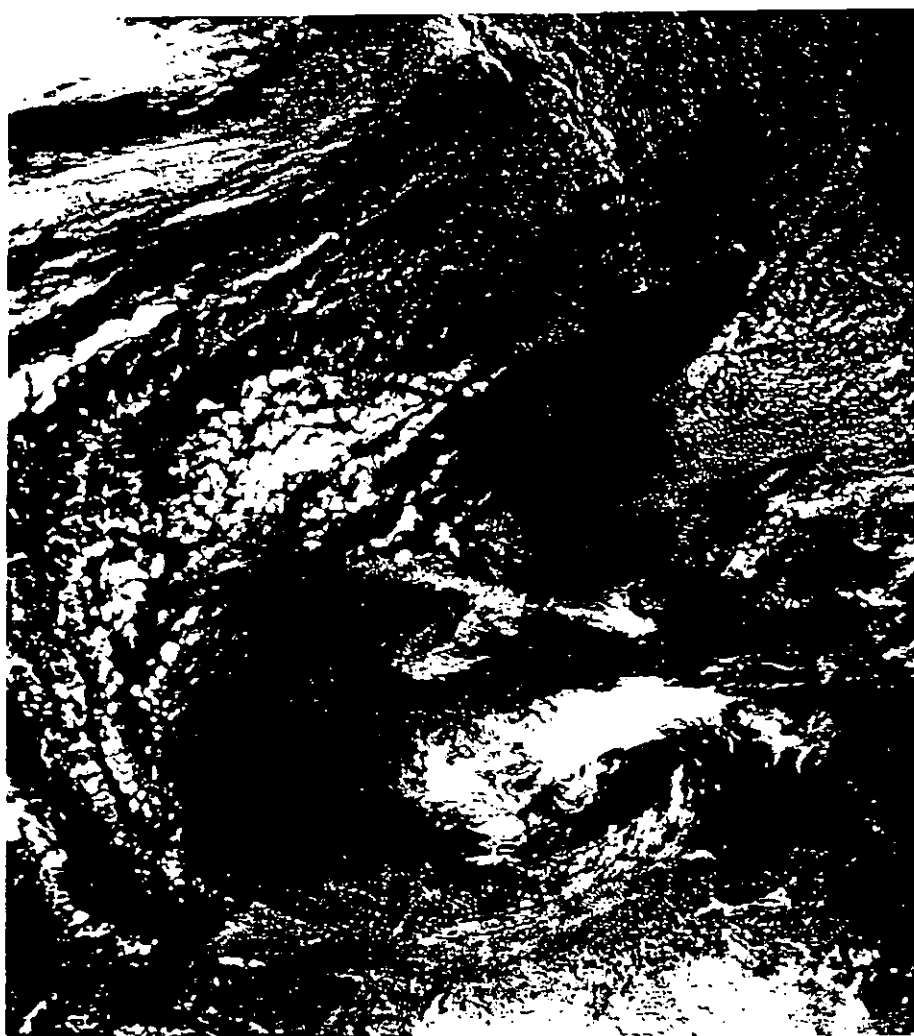


Figura IV.43: Imagen del visible del satélite NOAA para el día 8 de Octubre de 1990 a las 12 horas.

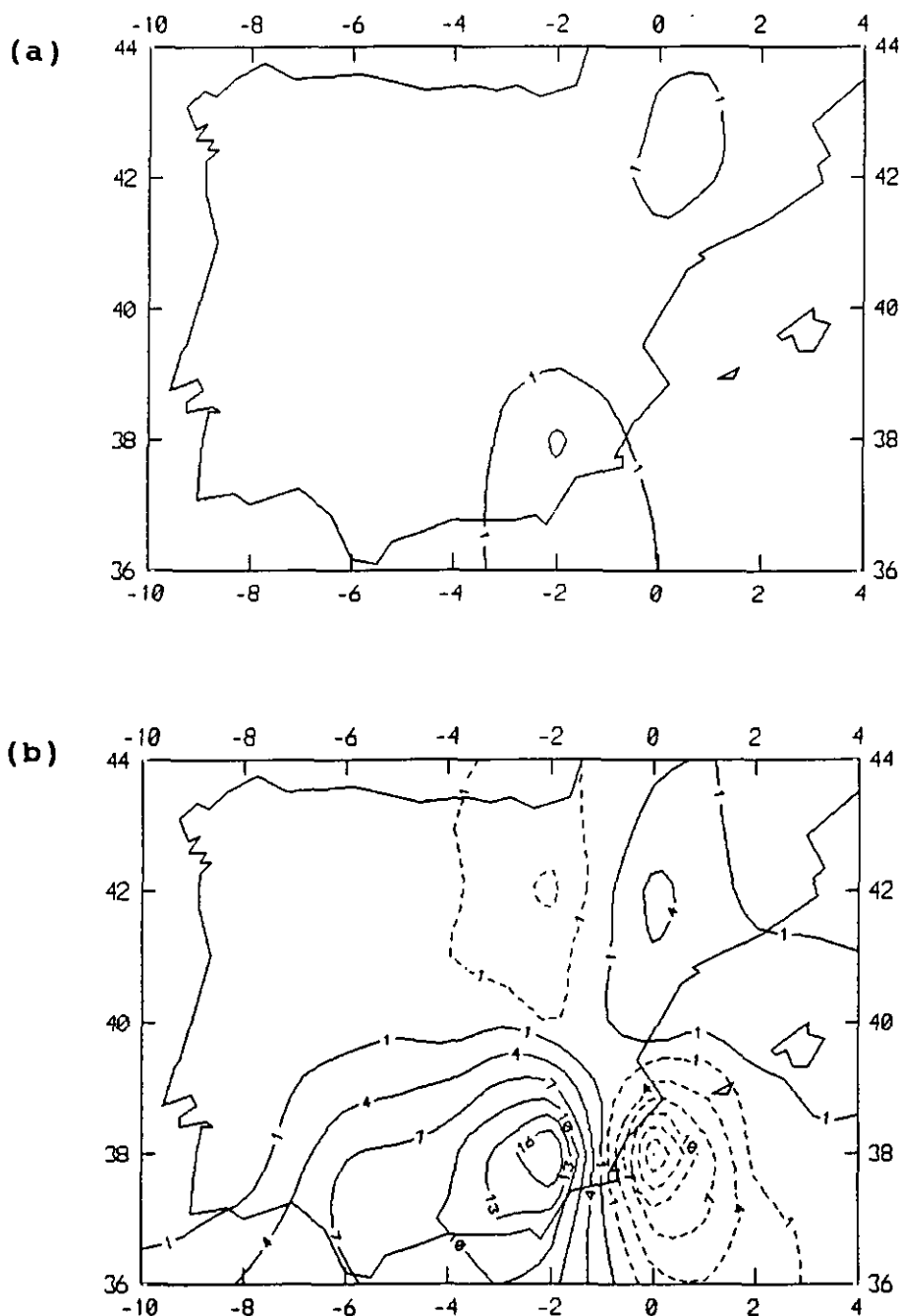


Figura IV.44: Representación para el día 7 de Octubre de 1990 a las 12 horas en la topografía de 700 hPa de: (a) función frontogenética tradicional \mathcal{F} ; (b) función frontogenética generalizada \mathcal{F}^* . El intervalo entre isolíneas es de $10^{-10} \text{ K m}^{-1} \text{ s}^{-1}$. Las líneas continuas (discontinuas) indican frontogénesis (frontólisis).

ilustra una franja de valores positivos de \mathcal{F}^* que viene a coincidir con la imagen satelitaria con dos núcleos de valores máximos de la función frontogenética; uno más intenso al sureste peninsular con una zona frontolítica más intensa al este del máximo coincidente con el área oscura en la imagen del satélite. Otro, situado al noreste peninsular además de un mínimo secundario también coincidente con las imágenes brillantes y oscuras de la imagen del satélite, respectivamente. Es importante observar que en el mapa sinóptico correspondiente a la Fig. IV.39, no coincide esta franja con el frente observado en superficie. Sin embargo, la franja nos viene a indicar la posición del frente 6 horas después, a las 18 horas, indicándonos la nueva tendencia a posicionarse y desarrollarse el frente, lo que constituye, sin duda, un resultado de interés.

Estos resultados vienen reforzados observando las áreas de advección de vorticidad absoluta (Fig. IV.45a) con la génesis de un máximo en la parte suroriental del dominio en estudio y fuerte gradiente de advección de vorticidad a unos 41°N y 7°W , indicando la posición del chorro polar. Los intensos movimientos ascendentes (Fig. IV.45b) en la parte ciclónica del eje de la corriente en chorro e intensos calentamientos diabáticos (Fig. IV.45c) sobre la zona suroriental son resultados coincidentes con la teoría del chorro polar y el estado ciclogénico.

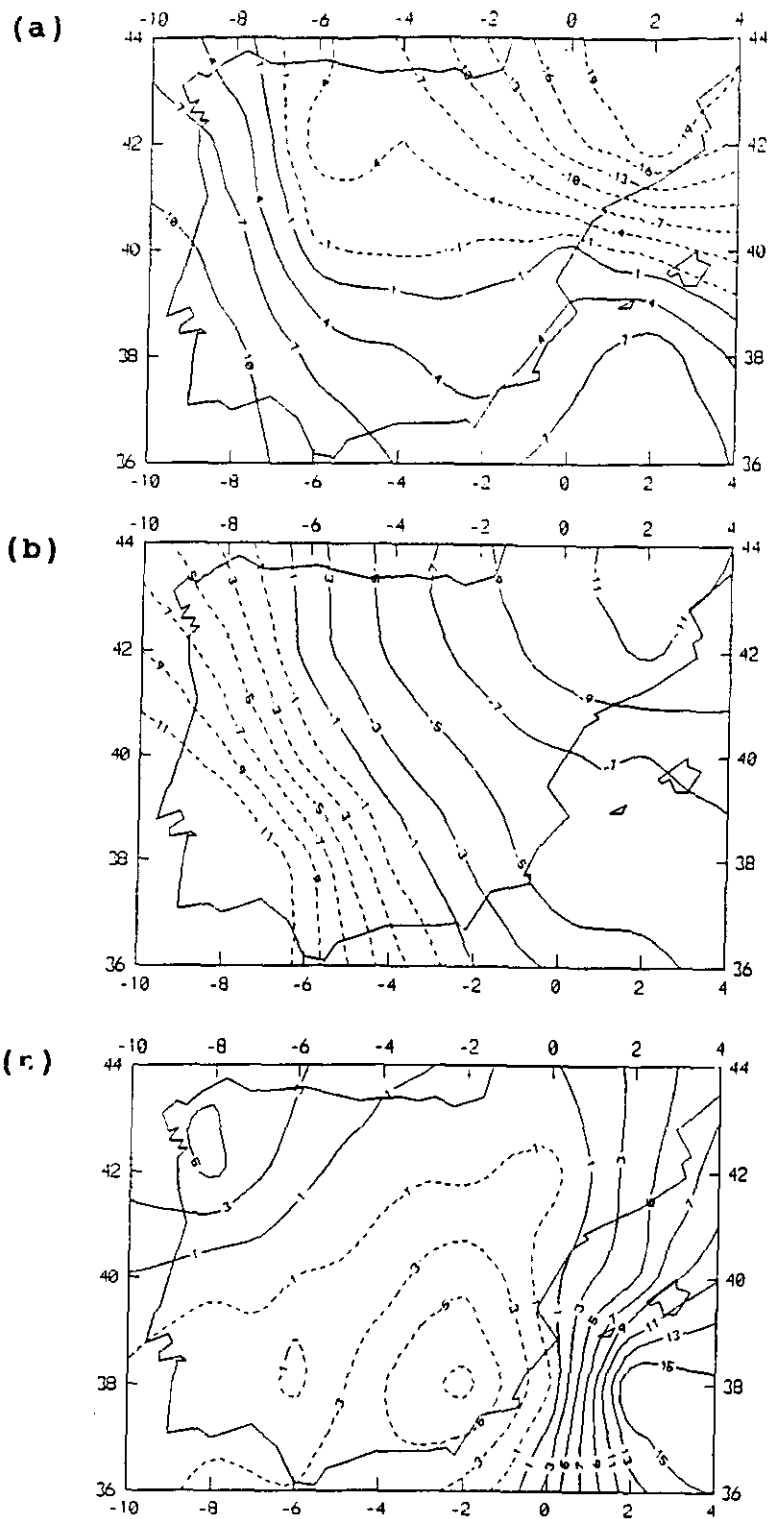


Figura IV.45: Representación para el día 7 de Octubre de 1990 a las 12 horas en la topografía de 700 hPa de: (a) advección de vorticidad absoluta; (b) movimiento vertical; (c) término diabático. El intervalo entre isolíneas es de 10^{-9} s^{-2} para la advección de vorticidad, $1 \text{ } \mu\text{bs}^{-1}$ para el movimiento vertical y $2 \times 10^{-17} \text{ hPa}^{-1} \text{ s}^{-3}$ para el término diabático. Las líneas continuas (discontinuas) indican advección de vorticidad ciclónica (anticiclónica), ascensiones (descendencias) y calentamiento (enfriamiento) diabático.

El desarrollo (Fig. IV.46) delimita un área con pronunciados valores orientados según el litoral mediterráneo, conteniendo dos núcleos muy marcados sobre el sureste y este peninsular, que se corresponden con áreas de intensa actividad convectiva.

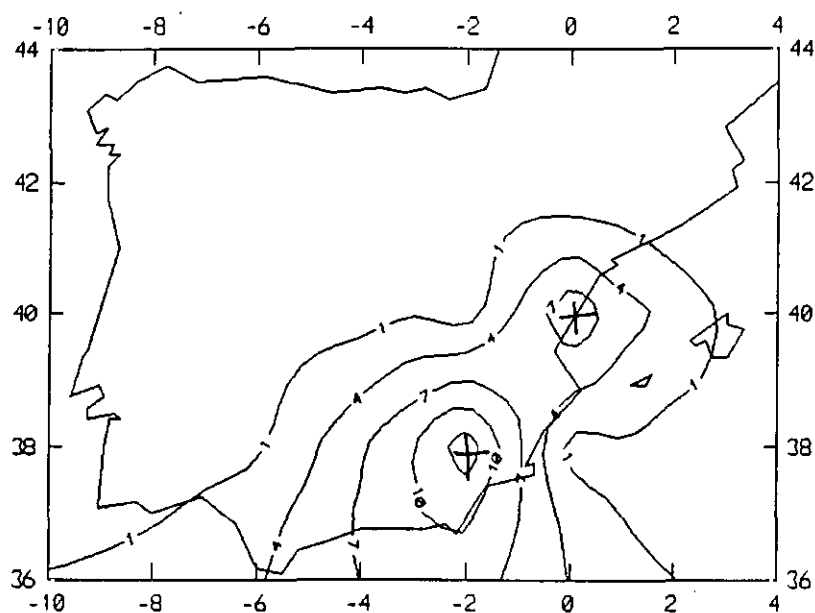


Figura IV.46: Representación para el día 7 de Octubre de 1990 a las 12 horas en la topografía de 700 hPa del campo de desarrollo de la función frontogénica generalizada \mathcal{F} . El intervalo entre isolíneas es de $10^{-10} \text{ K m}^{-1} \text{ s}^{-1}$. Las líneas continuas (discontinuas) indican desarrollo frontogénico (frontolítico).

CAPITULO V

RESUMEN Y CONCLUSIONES

En esta memoria se hace una descripción de las características observacionales de las zonas frontales explicando la razón de su existencia. Para la comprensión teórica de estos fenómenos se desarrolla la teoría cuasigeostrófica de los sistemas en latitudes medias. La formación de un frente es denominada *frontogénesis* mientras que la disipación del mismo se denomina *frontolisis*. Estos procesos pueden describirse cuantitativamente por medio de una cantidad escalar que cuantifica la velocidad de cambio en el gradiente cuasihorizontal de temperatura potencial denominada *función frontogenética*. Aunque los valores positivos de esta función no indican necesariamente que se forme un frente, ni los valores negativos que un frente existente se disipe, la descripción de la atmósfera por medio de la función frontogenética ha resultado ser un concepto de utilidad para la comprensión de los fenómenos frontales.

Los frentes suelen estar asociados a la posición de los chorros, consecuentemente muchas características de la atmósfera no pueden ser explicadas por la función frontogenética anterior. Entre otras razones porque estas peculiaridades de la atmósfera se dan a escalas espacio-temporales donde los fenómenos diatérmicos son de suma importancia. Efectivamente, en este sentido la teoría cuasigeostrófica explicaría no del todo satisfactoriamente

las características de estos fenómenos. Tanto los frentes como los chorros suelen estar identificados por una concentración de isotermas y gran cizalladura vertical del viento, según la relación del viento térmico, y de hecho los frentes en altura se discuten como sistemas frente-chorro. La teoría cuasigeostrófica de frontogénesis juega su papel más relevante en el diagnóstico de situaciones frontales, sin embargo, desde nuestro punto de vista no captura las características termodinámicas ligadas a efectos diatérmicos por estar desarrollada bajo la hipótesis de adiabaticidad.

Para mejorar el diagnóstico de los sistemas frontales hemos formulado una generalización termodinámica de la función frontogenética la cual posee la propiedad de ser conservativa a todos los cambios de fase del agua en la atmósfera. Esta función generalizada la hemos expresado en función de la temperatura potencial del aire con agua y hielo.

La validación de esta función se ha realizado mediante un método objetivo de selección de casos de estudio. Estos casos han sido ilustrados a partir de diversos parámetros meteorológicos los cuales permiten cuantificar los procesos de inestabilidad atmosférica y cizalladura vertical del viento tales como la energía potencial convectiva disponible y un número adimensional denominado número de Richardson

global para categorizar numéricamente la convección. Asimismo se han calculado los campos de movimiento vertical, de advección térmica, advección de vorticidad absoluta y calentamiento o enfriamiento diatérmico. Estos mecanismos forzantes dinámicos, acoplados al grado de inestabilidad atmosférica, crean las condiciones ideales de convección intensa.

Los casos de estudio seleccionados han correspondido a los de máxima diferencia entre la función frontogenética generalizada y la clásica. Las situaciones meteorológicas correspondientes ilustran situaciones tipificadas sobre la Península Ibérica. Estas han permitido obtener un primer resultado general: *"la función frontogenética generalizada debe tenerse en cuenta para la determinación del estado, grado de desarrollo y localización de los frentes sobre la Península Ibérica"*.

Entre las conclusiones específicas más sobresalientes de esta Memoria, cabe resaltar las siguientes:

- 1) Se ha procedido a la programación y cálculo numérico de los productos meteorológicos anteriormente mencionados a partir de la decodificación de los radiosondeos de las estaciones incluidas en el dominio en estudio.

2) Se ha definido una función frontogenética generalizada desde un punto de vista termodinámico la cual es conservativa a todos los cambios de fase del agua en la atmósfera.

3) La función frontogenética generalizada ha sido calculada día a día durante el período de un año para las estaciones de radiosondeo de la Red Sinóptica y se han distribuido sobre la rejilla descrita en esta memoria. Asimismo, se han calculado y proyectado sobre la misma rejilla todos los parámetros anteriormente mencionados.

4) Se han seleccionado objetivamente seis casos de estudio que corresponden a seis situaciones tipificadas de la atmósfera sobre la Península Ibérica. Estas situaciones corresponden a estructuras atmosféricas donde la función frontogenética clásica resulta pobre para representar el estado frontogenético de la atmósfera frente a la función frontogenética propuesta en esta memoria.

5) Un resultado general es el referido al rango de variación de las funciones frontogenéticas clásica y generalizada. Así el rango de variación de \mathcal{F} está entre -10 y 10 $\text{Km}^{-1}\text{s}^{-1}$ mientras que el de \mathcal{F}^* se sitúa entre -22 y 22 $\text{Km}^{-1}\text{s}^{-1}$. Además, la función frontogenética generalizada presenta una estructura más pronunciada y mejor definida de

máximos y mínimos, o lo que es lo mismo, mayor resolución espacio-temporal en la evolución de estructuras frontogenéticas que pasan incluso desapercibidas con la función frontogenética clásica.

6) En el diagnóstico de situaciones frontales asociadas a los casos de estudio, se ha comprobado que la energía potencial disponible convectiva llega a alcanzar valores de hasta 2760 Jkg^{-1} y la cizalladura vertical del viento, 40 ms^{-1} , que son característicos de determinadas estructuras nubosas (generalmente severas).

7) Los casos identificados en los que creemos necesaria la introducción de la función frontogenética generalizada corresponden a la siguiente tipología de modos meteorológicos:

i) El caracterizado por *modo 1* el cual está asociado a frontogénesis pirenaica. Los Pirineos fuerzan la circulación de los flujos de aire transversalmente a la orografía induciendo frontogénesis y reforzamiento de la situación anticiclónica sobre el resto de la Península Ibérica. Se observa un núcleo de frontogénesis sobre el tercio septentrional peninsular, más concretamente, sobre la zona sur pirenaica mostrando además desarrollo frontogenético esta misma zona.

ii) El modo 2 está asociado en superficie al paso de una secuencia de frentes fríos desmenbrados de una profunda borrasca ondulatoria. Por consiguiente, indica un estado de desarrollo negativo o frontolítico sobre la zona sur peninsular aunque con cierto grado de desarrollo positivo en la parte nororiental observándose precipitaciones débiles generalizadas sobre toda la Península.

iii) El modo 3 está asociado a una situación de bajo índice de circulación de la atmósfera caracterizado por una dorsal en altura. Esta situación establece dos tipos de tiempo, uno para la Península y otro, para Baleares. El primero, se caracteriza con inhibición de inestabilidad convectiva y el segundo, por inestabilidad convectiva sobre la zona mediterránea. El campo de función frontogenética generalizada asociado, así como el campo de desarrollo, son negativos sobre la práctica totalidad de la Península.

iv) El modo 4 se caracteriza por el paso de una borrasca ondulatoria bastante profunda centrada al oeste de la Península Ibérica. Esta configuración contiene el modelo conceptual de *penacho ibérico* asociado a flujos cálidos y húmedos de componente suroeste. Esta situación lleva asociada bajos valores de energía potencial disponible convectiva y número de Richardson global, y altos de

cizalladura vertical del viento en la zona afectada por el frente. La zona balear está desacoplada de este régimen y caracterizada con creciente inestabilidad potencial.

v) El modo 5 está asociado a una configuración de *gota fría* sobre el Golfo de Cádiz con flujos del este húmedos y cálidos en superficie. Los parámetros de estabilidad definen un régimen tormentoso sobre la zona mediterránea. Destaca el carácter ondulatorio de la función frontogenética, sugerente de la dirección de propagación de la baja fría.

vi) El modo 6 se asocia a un plegamiento o hundimiento de la tropopausa sobre la Península Ibérica con generación de una depresión aislada en niveles altos. Esta situación produce precipitación sobre toda la Península, más marcada sobre la zona mediterránea con capas nubosas abarcando toda la troposfera. Los valores de energía potencial disponible convectiva son altos en el Mediterráneo y bajos en el resto del dominio en estudio.

8) La consistencia de los resultados obtenidos nos permite concluir que la función frontogenética generalizada es un indicador adecuado para la representación de situaciones frontales permitiendo además proyectarla a escalas menores a la sinóptica.

CAPITULO VI

BIBLIOGRAFIA

- Alessio, S., D. Anfossi, A. Longhetto and B. K. Wang (1989):
A principal component analysis of precipitation patterns
over Northern Italy. *Il Nuovo Cimento*, 12C, 365-389.
- Anthes, R. A., Y.-H. Kuo and J. R. Gyakum (1983): Numerical
simulations of a case of explosive marine cyclogenesis.
Mon. Wea. Rev., 111, 1174-1188.
- Ashbaugh, L. L., L. O. Myrup and R. G. Flocchini (1984): A
principal component analysis of sulfur concentrations in
the Western United States. *Atmos. Environ.*, 18, 783-791.
- Barnes, S. L. (1968): An empirical shortcut to the
calculation of temperature and pressure at the lifted
condensation level. *J. Appl. Meteor.*, 7, 511-520.
- Bergeron, T. (1928): Uber die dreidimensional verknupfende
Wetteranalyse. *Geofys. Publ.*, 5, 1-111.
- (1937): On the physics of fronts. *Bull. Amer. Meteor.
Soc.*, 18, 265-275.
- Berry, E. and H. B. Bluestein (1982): Deformation of severe
thunderstorms at the intersection of a dryline and a
front: The role of frontogenesis. *Preprints*, 12th Conf.

on Severe Local Storms, San Antonio, Amer. Meteor. Soc., 597-602.

Betts, A. K. (1973): Non-precipitating cumulus convection and its parameterization. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 99, 178-196.

—— (1982a): Saturation points analysis of moist convective overturning. *J. Atmos. Sci.*, 39, 1484-1505.

—— (1982b): Cloud thermodynamic models in saturation point coordinates. *J. Atmos. Sci.*, 39, 2182-2191.

—— (1983): Thermodynamics of mixed stratocumulus layers: Saturation point budgets. *J. Atmos. Sci.*, 40, 2655-2670.

Bigelow, F. H. (1904): The mechanism of countercurrents of different temperatures in cyclones y anticyclones. *Mon. Wea. Rev.*, 31, 72-87.

Bjerknes, V. (1919): On the structure of moving cyclones. *Geofys. Publ.*, 1, 1-8.

—— (1932): Explorations de quelques perturbations atmospheriques à l'aide de sondages rapprochés dans le temps. *Geofys. Publ.*, 9, No. 9.

—— and E. Palmén (1937): Investigations of selected European cyclones by means of serial ascents. *Geofys. Publikasjoner, Norske Videnskaps-akad.*, Oslo, 12, 1-62.

Bluestein, H. B. (1982): A wintertime mesoscale cold front in the southern plains. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 63, 178-185.

—— and K. W. Thomas (1984): Diagnosis of a jet streak in the vicinity of a severe weather outbreak in the Texas Panhandle. *Mon. Wea. Rev.*, 112, 2499-2520.

—— and M. H. Jain (1985): The formation of mesoscale lines of precipitation: Severe squall lines in Oklahoma during the spring. *J. Atmos. Sci.*, 42, 1711-1732.

—— , E. W. McCaul, G. P. Byrd and G. R. Woodall (1988): Mobile sounding observations of a tornadic storm near the dryline: the Canadian, Texas storm of 7 May 1986. *Mon. Wea. Rev.*, 116, 1790-1804.

Boer, G. J. (1983): Homogeneous and isotropic turbulence on the sphere. *J. Atmos. Sci.*, 40, 154-163.

Bolton, D. (1980): The computation of equivalent potential temperature. *Mon. Wea. Rev.*, 108, 1046-1053.

- Bosart, L. F. (1981): The President's Day snowstorm of 18-19 February 1979: A subsynoptic scale event. *Mon. Wea. Rev.*, 109, 1542-1566.
- (1984): The Texas coastal rainstorm of 17-21 September 1979: an example of synoptic-mesoscale interaction. *Mon. Wea. Rev.*, 112, 1108-1133.
- (1985): Weather forecasting. *Handbook of applied meteorology*. Ed. D. D. Houghton. Wiley & Sons, New York. 205-280.
- (1988a): Synoptic aspects of cyclogenesis. *Proceeding of Seminar on the nature and prediction of extratropical weather systems*, Reading, U.K., ECMWF, 17-70.
- (1988b): Mesoscale aspects of cyclogenesis. *Proceeding of Seminar on the nature and prediction of extratropical weather systems*, Reading, U.K., ECMWF, 155-212.
- Browning, K. A. and G. A. Monk (1982): A simple model for the synoptic analysis of cold fronts. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 108, 435-452.
- (1986): Conceptual models of precipitation systems. *Wea. Forecasting*, 1, 23-41.

- Castelli, F., R. L. Brass and K. A. Emanuel (1993): An analytical approach to the nonlinear dynamics of moist frontogenesis. *J. Atmos. Sci.*, 50, 1504-1518.
- Cotton, W. R., R. L. George, P.J. Wetzel and R. L. McAnelly (1983): A long-lived mesoscale convective complex. Part I: The mountain-generated component. *Mon. Wea. Rev.*, 111, 1893-1918.
- Chatfield, C. and A. J. Collins (1980): *Introduction to Multivariate Analysis*. Chapman and Hall, New York. 246 pp.
- Davies-Jones, R. P. (1983): An accurate theoretical approximation of adiabatic condensation temperature. *Mon. Wea. Rev.*, 111, 1119-1121.
- Deardorff, J. M. (1980): Cloud-top entrainment instability. *J. Atmos. Sci.*, 37, 131-147.
- Doswell, C. A. III (1987): The distinction between large-scale and mesoscale contribution to severe convection: a case study example. *Wea. Forecasting*, 2, 3-16.
- Durran, D. R. and L. W. Snellman (1987): The diagnosis of synoptic-scale vertical motion in an operational environment. *Wea. Forecasting*, 2, 17-31.

- Dutton, J. A. (1976): *The ceaseless wind*. McGraw Hill, 579 pp.
- Eliassen, A. (1959): On the formation of fronts in the atmosphere. *The atmosphere and the sea in motion*. Rockefeller Inst. Press. 277-287.
- (1984): Geostrophy. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 110, 1-12.
- Emanuel, K. (1985): Frontal circulations in the presence of small moist symmetric stability. *J. Atmos. Sci.*, 42, 1062-1071.
- (1988): Toward a general theory for hurricanes. *Am. Scientist*, 76, 370-379.
- Faller, A. J. (1956): A demonstration of fronts and frontal waves in atmospheric models. *J. Meteor.*, 13, 1-4.
- FitzRoy, R. (1863): *The weather book, a manual of practical meteorology*. 2nd Ed. London.
- Flattery T. W. (1971): Spectral models for global analysis and forecasting. *Proc. 6th AWS Technical Exchange Conference*, U. S. Naval Academy, Annapolis, MD, September 21-24, 1970. Air Weather Service Tech Rep, 242pp. 42-54.

- Fletcher, N. H. (1962): *The physics of rainclouds*. Cambridge University Press, 386 pp.
- Foote, G. B. and H. W. Frank (1983): Case study of a hailstorm in Colorado. Part III: Airflow from triple-doppler measurements. *J. Atmos. Sci.* **40**, 686-707.
- Frankauser, J. C. and C. G. Mohr (1977): *Some correlations between various sounding parameters and hailstorm characteristics in Northeast Colorado*. Preprints 10th Conf. Severe Local Storms, Omaha, Amer. Meteor. Soc., 218-225.
- Fritsch, J. M. (1975): Cumulus dynamics: Local compensating subsidence and its implications for cumulus parameterization. *Pure Appl. Geophys.*, **13**, 851-867.
- Fultz, D. (1952): On the possibility of experimental models for polar-front wave. *J. Meteor.*, **9**, 379-384.
- Godson, W. L. (1951): Synoptic properties of frontal surfaces. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **77**, 633-653.
- Gyakum, J. R. (1983): On the evolution of the QE II storm. II: Dynamic and Thermodynamic aspects. *Mon. Wea. Rev.*, **111**, 1156-1173.

- Haltiner, G. J. and F. L. Martin (1957): *Dynamic and Physic Meteorology*. Ed. McGraw-Hill Book Company, New York, 450pp.
- Hanson, P. H. (1984): On mixed-layer modeling of the stratocumulus-topped marine boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, 41, 1226-1234.
- Helmholtz, H. (1888): Uber atmosphärische Bewegungen (I). *Sitzber. Preuss. Akad. Wiss.*, 647-663.
- Horel, J. D. (1981): A rotated principal component analysis of the interannual variability of the Northern Hemisphere 500 mb height field. *Mon. Wea. Rev.*, 109, 2080-2092.
- Hoskins, B. J. (1971): Atmospheric frontogenesis, some solutions. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 97, 139-153.
- and F. P. Bretherton (1972): Atmospheric frontogenesis models: mathematical formulation and solution. *J. Atmos. Sci.*, 29, 11-37.
- , I. Draghici and H. C. Davies (1978): A new look at the ω -equation. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 104, 31-38.

- and M. A. Pedder (1980): The diagnosis of middle latitude synoptic development. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 106, 707-719.
- , M. E. McIntyre and A. W. Robertson (1985): On the use and significance of isentropic potential-vorticity maps. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 111, 877-946.
- Hsie, E.-Y. and R. A. Anthes (1984): Simulations of frontogenesis in a moist atmosphere using alternative parameterizations of condensation and precipitation. *J. Atmos. Sci.*, 41, 2701-2716.
- Joly, A. and A. J. Thorpe (1989): Warm and occluded fronts in two-dimensional moist baroclinic instability. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 115, 513-534.
- Keyser, D. and M. J. Pecnick (1985): A two-dimensional primitive equation model of frontogenesis forced by confluence and horizontal shear. *J. Atmos. Sci.*, 42, 1259-1282.
- and M. A. Shapiro (1986): A review of the structures and dynamics of upper-level frontal zones. *Mon. Wea. Rev.*, 114, 452-499.

- , M. J. Reeder and R. J. Reed (1988): A generalization of Petterssen's frontogenesis function and its relation to the forcing of vertical motion. *Mon. Wea. Rev.*, 116, 762-780.
- , B. D. Schmidt and D. G. Duffy (1992a): Quasigeostrophic diagnosis of three-dimensional ageostrophic circulations in an idealized baroclinic disturbance. *Mon. Wea. Rev.*, 120, 698-730.
- , B. D. Schmidt and D. G. Duffy (1992b): Quasigeostrophic vertical motions diagnosed from along- and cross- isentrope components of the Q vector. *Mon. Wea. Rev.*, 120, 731-741.
- Koch, S. E. (1984): The role of an apparent mesoscale frontogenetical circulation in squall line initiation. *Mon. Wea. Rev.*, 112, 2090-2111.
- Lemon, L. R. and C. A. Doswell III (1979): Severe thunderstorm evolution and mesocyclone structure as related to tornadoogenesis. *Mon. Wea. Rev.*, 107, 1184-1197.
- Lilly, D. K. (1986): The structure, energetics and propagation of rotating convective storm. Part II:

Helicity and storm stabilization. *J. Atmos. Sci.*, 43, 126-140.

Ludlam, F. H. (1966): Cumulus and cumulonimbus convection. *Tellus*, 18, 687-698.

Mailhot, J. and M. K. Yau (1986): On the dynamics of mid-latitude synoptic systems with intense cumulus convection. *Tellus*, 38A, 366-377.

Mallants, D. and J. Feyen (1990): Defining homogeneous precipitation regions by means of principal components analysis. *J. Appl. Meteor.*, 29, 892-901.

Margules, M. (1904): Über die beziehung zwisihen barometerschwankung und kondtincualsgleichchung. *Boltzmann Feslschrift, Leipzig*, 585-589.

Martín, M. L. (1994): Método para el cálculo de movimientos verticales sinópticos con propuesta de parametrización del forzamiento diatérmico. Tesis Doctoral. Universidad Complutense. Madrid. 177pp.

Marwitz, J. D. (1972): The structure and motion of severe hailstorms. Part I: Supercell storms. *J. Appl. Meteor.*, 11, 166-179.

- McCarthy, J. and S. E. Koch (1982): The evolution of an Oklahoma dryline. Part I: A meso- and subsynoptic-scale analysis. *J. Atmos. Sci.*, 39, 225-236.
- Moeng, C-H and A. Arakawa (1980): A numerical study of a marine subtropical stratus cloud layer and its stability. *J. Atmos. Sci.*, 37, 2661-2676.
- Molteni, F., P. Bonelli and P. Bacci (1983): Precipitation over Northern Italy: A description by means of principal component analysis. *J. Appl. Meteor.*, 22, 1738-1752.
- Moncrieff, M. W. and J. S. A. Green (1972): The propagation and transfer properties of steady convective overturning in shear. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 102, 373-394.
- Morris, R. M. (1986): The Spanish plume - testing the forecaster's nerve. *Meteor. Mag.*, 115, 349-357.
- Newton, C. W. (1954): Frontogenesis and frontolysis as a three-dimensional process. *J. Meteor.*, 11, 449-461.
- Nicholls, S. (1984): The dynamics of stratocumulus: aircraft observations and comparisons with a mixed layer model. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 110, 783-820.

- Ogura, Y. and D. Portis (1982): Structure of the cold front observed in SESAME-AVE III and its comparison with the Hoskins-Bretherton frontogenesis model. *J. Atmos. Sci.*, 39, 2773-2792.
- Orlanski I. and B. B. Ross (1984): The evaluation of an observed front. Part II: Mesoscale dynamics. *J. Atmos. Sci.*, 41, 1669-1703.
- Overland, J. E. and R. W. Preisendorfer (1982): A significance test for principal components applied to a cyclone climatology. *Mon. Wea. Rev.*, 110, 1-4.
- Palmén, E. and C. W. Newton (1969): *Atmospheric circulation systems*. Academic Press, New York, 603 pp.
- Paluch, I. R. (1979): The entrainment mechanism in Colorado cumuli. *J. Atmos. Sci.*, 36, 2467-2478.
- Pelto, C. R., T. A. Elkins and H. A. Boyd (1968): Automatic contouring of irregularly spaced data. *Geophysics*, 33, 424-430.
- Petterssen, S., (1936): A contribution to the theory of frontogenesis. *Geofys. Pub.* 11, 1-27.

- Preisendorfer, R. W. (1988): *Principal component analysis in Meteorology and Oceanography*. Elsevier Science Publishers B. V., 425 pp.
- Randall, D. A. (1980): Conditional instability of the first kind upside-down. *J. Atmos. Sci.*, 37, 125-130.
- Reeder, M. J. and D. Keyser (1988): Balanced and unbalanced upper-level frontogenesis. *J. Atmos. Sci.*, 45, 3366-3386.
- Renard, R. J. and L. C. Clarke (1965): Experiments in numerical objective frontal analysis. *Mon. Wea. Rev.*, 93, 547-556.
- Richman, M. B. (1986): Rotation of principal components. *J. Climatol.*, 6, 293-335.
- Riehl, H. (1954): *Tropical meteorology*. McGraw-Hill, 392pp.
- Ripley, B. D. (1981): *Spatial Statistics*. John Wiley & Sons, Inc., 252 pp.
- Ross, B. B. and I. Orlanski (1982): The evaluation of an observed front. Part I: Numerical simulation. *J. Atmos. Sci.*, 39, 296-326.

- Rossby, C. G. (1932): Thermodynamics applied to air mass analysis. *Meteor. Pap.*, 1, 7-24.
- Rotunno, R. and J. B. Klemp (1982): The influence of the shear induced pressure gradient on thunderstorm motion. *Mon. Wea. Rev.*, 110, 136-151.
- Rutledge, S. A., E. R. Williams and T. D. Keenan (1992): The down under doppler and electricity experiment (dundee): Overview and preliminary results. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, 73, 3-16.
- Ryan, B. F., K. J. Wilson and E. J. Zipser (1989): Modification of the thermodynamic structure of the lower troposphere by the evaporation of precipitation ahead of a cold front. *Mon. Wea. Rev.*, 117, 138-153.
- Sanders, F. (1955): An investigation of the structure and dynamics of a intense surface frontal zone. *J. Meteor.* 12, 542-552.
- and B. J. Koskins (1990): An easy method for estimation of Q-vectors from weather maps. *Wea. Forecasting*, 5, 356-353.
- Shapiro, M. A. (1981): Frontogenesis and geostrophically forced secondary circulations in the vicinity of jet

- stream-frontal zone systems. *J. Atmos. Sci.*, 38, 954-973.
- Stackpole, J. D. (1967): Numerical analysis of atmospheric soundings. *J. Appl. Meteor.*, 6, 464-467.
- Steenburgh, W. J. and J. R. Holton (1993): On the interpretation of geopotential height tendency equations. *Mon. Wea. Rev.*, 121, 2642-2645.
- Tripoli, G. J. and W. R. Cotton (1981): The use of ice-liquid water potential temperature as a thermodynamic variable in deep atmospheric models. *Mon. Wea. Rev.*, 109, 1094-1102.
- Tout, D. G. and D. A. Wheeler (1990): The early autumn storms of 1989 in eastern Spain. *J. Meteorol.*, 15, 238-248.
- Uccellini, L. W. (1975): A case study of apparent gravity wave initiation of severe convective storms. *Mon. Wea. Rev.*, 103, 497-513.
- , R. A. Petersen, K. F. Brill, P. J. Kocin and J. T. Tuccillo (1987): Synergistic interactions between an upper-level jet streak and diabatic processes that influence the development of a low-level jet and secondary coastal cyclone. *Mon. Wea. Rev.*, 115, 2227-2261.

- Valero, F., J. A. García-Miguel, M. L. Martín and Y. Luna (1994): Diabatic heat and precipitation fields over Iberia. *Proceeding of Atmospheric Physics and Dynamics in the analysis and prognosis of precipitation fields*, Rome (in press).
- Vaughan, G., J. D. Price and A. Howells (1994): Transport into the troposphere in a tropopause fold. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 120, 1085-1103.
- Walsh, J. E., M. B. Richman and D. W. Allen (1982): Spatial coherence of monthly precipitation in the United States. *Mon. Wea. Rev.*, 110, 272-286.
- Weisman, M. L. and J. B. Klemp (1982): The dependence of numerically simulated convective storms on vertical wind shear and buoyancy. *Mon. Wea. Rev.*, 110, 504-520.
- and —— (1986): *Characteristics of isolated convective storms*. Mesoscale Meteor. Forecast., Ed. Amer. Meteor. Soc., 331-358.
- Wheeler, D. (1991): Majorca's severe storms of September 1989: A reminder of Mediterranean uncertainty. *Weather*, 46, 21-26.

- Wilhelmson, R. B. and J. B. Klemp (1978): A three-dimensional numerical simulation of storm splitting that leads to long-lived storms. *J. Atmos. Sci.*, 35, 1974-1986.
- Williams, E. R. (1990): *The role of ice in the electrification and dynamics of thunderstorms*. Preprint, Conference on Cloud Physics, Amer. Meteor. Soc., 282-289.
- Williams, R. T., L. C. Chou and C. J. Cornelius (1981): Effects of condensation and surface motion on the structure of steady-state fronts. *J. Atmos. Sci.*, 38, 2365-2376.
- Xu, Q. (1989): Frontal circulations in the presence of small viscous moist symmetric stability and weak forcing. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 115.
- Yarnal, B. (1993): *Synoptic climatology in environmental analysis*. Belhaven Press, London and Florida. 195 pp.
- Yip, T. C. and H. R. Cho (1982): Dynamics of quasi-geostrophic systems with cumulus convection. *Tellus*, 34, 63-73.

Zawadzki, I. and C. U. Ro (1978): Correlations between maximum rate of precipitation and mesoscale parameters. *J. Appl. Meteorolol.*, 17, 1327-1334.

———, E. Torlaschi and R. Sauvageau (1981): The relationship between mesoscale thermodynamic variables and convective precipitation. *J. Atmos. Sci.*, 38, 1535-1540.